THESE présentée à

L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

PARIS VI

pour l'obtention du

TITRE de DOCTEUR de 3e CYCLE

par

M. ANDRE TILQUIN

ETUDE DE LA PRODUCTION D'EVENEMENTS MULTIMUONS DANS LES INTERACTIONS HADRONIQUES A 150 ET 280 GeV/c

Soutenue le 25 mai 1981 devant la commission composée de :

Président : M. M. BAUBILLIER

Examinateurs : MM. J. BOUCROT

M. FROISSART

S. JULLIAN

T. LERAY

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0013

THESE présentée à

L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

PARIS VI

pour l'obtention du

TITRE de DOCTEUR de 3e CYCLE

par

M. ANDRE TILQUIN

ETUDE DE LA PRODUCTION D'EVENEMENTS MULTIMUONS DANS LES INTERACTIONS HADRONIQUES A 150 ET 280 GeV/c

Soutenue le 25 mai 1981 devant la commission composée de :

Président : M. M. BAUBILLIER

Examinateurs : MM. J. BOUCROT

M. FROISSART

S. JULLIAN

T. LERAY

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

RÉSUMÉ

Nous mettons en évidence dans les événements trimuons produits dans les interactions pions-nucléons à 150 et 280 GeV/c, la présence d'événements $\psi\mu^{+}_{-}$ corrélés, qui possèdent des caractéristiques cinématiques assimilables à $\psi D\bar{D}$. Dans cette interprêtation, nous donnons une estimation de la section efficace de production de ce mécanisme : $\sigma\ (\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D}) \sim 2$ à 10 nbarns

L'étude des événements quadrimuons montre l'existence d'événements $\psi\psi$ produits avec une masse invariante relativement élevée et une faible impulsion transverse. Ces caractéristiques cinématiques nous permettent de conclure en faveur d'une production de deux ψ au même vertex. Nous donnons une estimation de la section efficace de production de $\psi\psi$:

$\sigma\ (\pi p \longrightarrow \psi\psi + X) \sim 20$ à 70 pbarns.

Une étude ultérieure sera nécessaire pour affiner ces résultats et pour identifier rigoureusement les différentes voies

ABSTRACT

In pion-nucleon interactions at 150 and 280 GeV/c, we study 3 muon events. Among these we show the significance of correlated $\psi\mu^{+}_{-}$ events, which may be interpreted as $\psi D\bar{D}$ events. In this hypotheses, we estimate the total π-nucleon $\longrightarrow \psi D\bar{D} + X$ cross-section to the range from 2 to 10 nbarns.

The study of the few 4 muon events indicates simultaneous production of 2 ψ's with a large invariant mass and a low transverse momentum. This correlation indicates a common dynamical origin, with a π-nucleon $\longrightarrow \psi\psi + X$ cross-section ranging in the 20 to 70 pbarns.

Further study will be needed in order to refine these figures and to identify positively the differents channels.

TABLES DES MATIERES

Page

RÉSUMÉ / ABSTRACT 3

INTRODUCTION 11

CHAPITRE 1 17

1-1 LE MODELE DE "DRELL ET YAN" 21

1-1.1. DESCRIPTION DU MODELE 21
1-1.2. LES FONCTIONS DE STRUCTURE 24
1-1.3. CORRECTION DU MODELE 26

1-2 MECANISME DE PRODUCTION DU PSI 29

1-3 PRODUCTION DU PSI PAR LIAISON DE QUARKS CHARMES 32

1-3.1. PRODUCTION DE MESON CHARME EN ASSOCIATION AVEC LE PSI 32
1-3.2. PRODUCTION DE $\psi\psi$ 34

CHAPITRE 2 37

2-1 LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL 41

2-1.1. DESCRIPTION GENERALE 41
2-1.2. LE FAISCEAU 41
2-1.3. IDENTIFICATION DES PARTICULES INCIDENTES 43
2-1.4. LES CIBLES 44
2-1.5 LE SPECTROMETRE 44

2-1.5.1. L'ABSORBEUR 44
2-1.5.2. L'AIMANT D'ANALYSE 46
2-1.5.3. LES HODOSCOPES 46
2-1.5.4. LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES 47

2-2 LE PRETRIGGER ET LE TRIGGER 50

2-2.1. GENERALITES 50
2-2.2. LE PRETRIGGER 52

2-2.2.1. LE (T3 x T2) MAJORITAIRE 52
2-2.2.2. LE T1 53
2-2.2.3. COMPTEUR ANTI-HALO ET TEMPS MORT 53

2-2.3. LE TRIGGER 54

2-2.3.1. LA MATRICE DE DECISION 54
2-2.3.2. LE TRIGGER 1 55
2-2.3.3. LE TRIGGER 2 57
2-2.3.4. LE TRIGGER FINAL 57

CHAPITRE 3 59

3-1 RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE (PATREC) 63

3-1.1. CONSTRUCTION DES TRACES ARRIERES 63
3-1.2. PROLONGATION VERS L'AVANT 64
3-1.3. IDENTIFICATION DES MUONS ET MESURES DE LEUR IMPULSION 64

3-2 PROGRAMME DE DST APPLIQUE AUX EVENEMENTS MULTIMUONS 65

3-2.1. COUPURE DU HALO 67
3-2.2. ELIMINATION DES FANTOMES 69
3-2.3. CONSTRUCTION D'UN VERTEX A DEUX MUONS 69

3-2.3.1. METHODE DU PLUS GRAND ANGLE 70
3-2.3.2. METHODE DE MINIMISATION DE L'ERREUR 72

3-2.4. ELIMINATION DES MAUVAISES TRACES 75

3-2.5. COUPURE EN TEMPS 78

3-2.5.1. DESCRIPTION GENERALE DU GAMMA1 79
3-2.5.2. PRINCIPE D'UTILISATION 81
3-2.5.3. CALIBRATION 83
3-2.5.4. APPLICATION AUX MULTIMUONS 85

3-3 LE PROGRAMME DE SIMULATION : GEANT 90

3-3.1. GENERATION DES QUANTITES CINEMATIQUES 90

3-3.2. GENERATION DES TRACES DANS L'ESPACE 92

3-3.3. INTERSECTION AVEC LES DETECTEURS ET DIGITISATION 92

CHAPITRE 4 95

4- PRESENTATION DES RESULTATS A 150 ET 280 GeV/c 99

4-1 LES EVENEMENTS $\Psi\mu^{\pm}$ A 150 ET 280 GeV/c 101

4-1.1. ETUDE DU RAPPORT DE PRODUCTION $\Psi\mu^{\pm}$ PLATINE / $\Psi\mu^{\pm}$ ABSORBEUR 106

4-1.2. CARACTERISTIQUES DES MUONS ACCOMPAGNANT LE PSI 109

4-1.2.1. DISTRIBUTION EN IMPULSION TRANSVERSE 109

4-1.2.2. DISTRIBUTION EN RAPIDITE 114

4-1.3. CARACTERISTIQUES DES PSIS 118

4-1.3.1. DISTRIBUTION EN IMPULSION TRANSVERSE 119

4-1.3.2. DISTRIBUTION EN X DE FEYNMAN 123

4-1.4. ETUDE DES CORRELATIONS 128

4-1.4.1. EVOLUTION DE $< X_f^{\psi} >$ EN FONCTION DE P_t^{μ} 128

4-1.4.2. EVOLUTION DE $< P_t^{\psi} >$ EN FONCTION DE P_t^{μ} 130

4-2 LES QUADRIMUONS 136

4-2.1. LES EVENEMENTS $\Psi\mu_3\mu_4$ TELS QUE $M_{\mu_3\mu_4} < M_{\psi}$ 136

4-2.2. LES EVENEMENTS $\Psi\Psi$ 141

4-2.2.1. MISE EN EVIDENCE D'UN SIGNAL DIPSI 141

4-2.2.2. SPECTRE EN MASSE DES DIPSIS 147

4-2.2.3. TOPOLOGIE EN IMPULSIONS TRANSVERSES DES $\Psi\Psi$ 148

CHAPITRE 5

153

5-1 ESTIMATION DU NOMBRE D'EVENEMENTS $\psi\mu^{\pm}\pi$ 159

5-1.1. MODELE DE GENERATION DE $\psi\pi\pi K$ 159

5-1.1.1. GENERATION DU PSI 159

5-1.1.2. MULTIPLICITES DES CHARGES 160

5-1.1.3. DISTRIBUTION EN ENERGIE DES CHARGES 162

5-1.1.4. DISTRIBUTION EN IMPULSION TRANSVERSES DES CHARGES 162

5-1.2. DISCUSSION DU MODELE 162

5-1.3. RESULTATS DU MONTE-CARLO 165

5-2 MODELE DE GENERATION DE $\psi D\bar{D}$ 169

5-2.1. GENERATION DU PSI 169

5-2.1.1. DISTRIBUTION EN X_f DU PSI 170

5-2.1.2. DISTRIBUTION EN P_t DU PSI 170

5-2.2. GENERATION DES MESONS CHARMES 172

5-2.3. DESINTEGRATION DES 'D' EN MUONS 172

5-2.4. RESULTATS DU MONTE-CARLO 172

5-2.4.1. APPLICATIONS AUX EVENEMENTS $\psi\mu^{\pm}_{D}$ 173

5-2.4.2. APPLICATIONS AUX EVENEMENTS $\psi\ \mu^{+}\mu^{-}$ 174

5-3 GENERATION D'EVENEMENTS $\psi\psi$ 176

5-3.1. MODELE DECORRELE 177

5-3.1.1. SPECTRE DE MASSE ET IMPULSION TRANSVERSE DES DIPSIS PSEUDO-EXPERIMENTAUX 177

5-3.1.2. ACCEPTANCE AUX DIPSIS FORTUITS 180

5-3.2. MODELE CORRELE 181

5-3.2.1. GENERATION DE 'M' 182

5-3.2.2. IMPULSION TRANSVERSE ET X_f^M DE M 182

5-3.2.3. DESINTEGRATION DE 'M' 184

5-3.2.4. RESULTATS DU MODELE CORRELE 184

CONCLUSIONS 188

ANNEXE 1 191

BIBLIOGRAPHIE 201

REMERCIEMENTS 205

INTRODUCTION

1

Depuis 1978, l'expérience LEZARD se consacre à l'étude de la production de paires de muons à hautes énergies et avec différentes particules incidentes ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p, $\bar{p}$) sur une cible de nucléons.

La production de paires de leptons dans les interactions hadroniques permet d'une part, de sonder la structure électromagnétique interne des hadrons instables, et d'autre part d'étudier les résonances nouvelles, telles que le ψ et le Υ.

Parallèlement, environ 1 % des événements observés dans cette expérience ont plus de deux muons. Du fait de la grande statistique (environ 600. 000 ψ observés en faisceau de π^- à 150 et 280 GeV/c) les événements multimuons sont en nombre suffisamment grand pour en permettre une étude détaillée et déterminer les mécanismes qui en sont responsables, même si ceux-ci ont une très faible section efficace (quelques picobarns).

2

L'étude de la production du psi en collisions hadroniques a été particulièrement importante pour déterminer la constitution des hadrons en quarks et gluons. En effet, l'hypothèse de la nature simple du psi comme un état lié quark anti-quark charmé, fait que l'on est tenté d'expliquer sa production en terme de constituants, quarks et gluons.

Dans le cadre du modèle des quarks, la production de psi peut être due à trois mécanismes différents : l'annihilation des quarks légers (u, d et s), liaison de quarks charmés (qui proviennent de la mer des hadrons interagissants), la fusion de gluons. Les contributions relatives de ces divers mécanismes sont encore assez mal connues.Connaissant les fonctions de structure des quarks de valence, des quarks charmés et des gluons, la façon générale de procéder pour déterminer ces contributions relatives, est d'ajuster les distributions en x de Feynman du psi produit expérimentalement par la somme pondérée de ces trois processus.

Toutefois, ceci nécessite une connaissance précise des fonctions de structure. Si les fonctions de structure des quarks légers sont bien connues par le Drell-Yan, celles des quarks charmés et des gluons, le sont beaucoup moins.

3

Les événements à plusieurs muons, dont deux proviennent de la désintégration d'un psi, peuvent permettre directement la mise en évidence du mécanisme particulier de production du ψ par liaison quark anti-quark charmé selon la réaction :

$$\pi N \longrightarrow \psi D\bar{D} \longrightarrow \mu^+\mu^-\mu^{\pm} \quad (\mu^+)$$

C'est pourquoi cette thèse est consacrée à l'étude des événements $\psi\mu$ et $\psi\psi$ obtenus par l'expérience NA3. Nous mettons en évidence dans une première partie, la présence d'événements $\psi\mu^{\pm}_{prompts}$ possèdant des caractéristiques cinématiques assimilables à $\psi D\bar{D}$. La principale difficulté de cette étude est la contamination par des événements $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$ dont le muon provient de la désintégration d'un pion.

Dans une seconde partie, nous mettons en évidence un signal d'événements dipsis produits dans la cible de platine, dont les caractéristiques cinématiques sont en faveur d'une production au même vertex.

La structure de cette étude est en cinq Chapitres :

- Dans le Chapitre 1, nous décrivons brièvement le modèle de Drell-Yan, pour la production de paires de leptons dans les interactions hadroniques. Ce qui nous permet d'introduire les notions de fonctions de structure. Puis nous donnons quelques caractéristiques concernant la production de psis, via l'annihilation quark anti-quark charmé.

- Nous décrivons dans le Chapitre 2, l'expérience NA3 dans laquelle se déroule cette étude. Cette expérience, en fait prévue pour l'étude des événements dimuons, n'est pas toujours bien adaptée aux événements multimuons.

- Dans le Chapitre 3, nous présentons toute la chaine d'analyses, en insistant sur les points spécifiques aux multimuons. Nous voyons que ces programmes rejettent près de 80 % des événements multimuons.

- Dans le Chapitre 4, nous présentons les résultats sur les événements $\psi\mu$ et $\psi\mu\mu$ à deux énergies de pions incidents : 150 et 280 GeV/c. La première partie de cette étude relative aux événements $\psi\mu$, consiste à mettre en évidence une corrélation dynamique entre le ψ et le muon qui l'accompagne.
La seconde partie relative aux événements $\psi\mu\mu$, nous permet de mettre en évidence des événements $\psi\psi$ dont les caractéristiques cinématiques sont très différentes des événements $\psi\psi$ fortuits.

- Dans le Chapitre 5, nous tentons d'apporter des informations quantitatives sur les mécanismes de production conduisant à des événements à plus de deux muons. Nous introduisons un modèle de génération d'événements $\psi\mu$ par la réaction $\pi N \longrightarrow \psi D\bar{D}$ et deux modèles de génération de $\psi\psi$, nous permettant une estimation des sections efficaces de ces deux processus.

Ce dernier Chapitre, doit cependant, être considéré comme l'introduction d'une étude plus complète. L'acceptance aux événements multimuons n'est pas totalement comprise et le programme de simulation utilisé n'a été que récemment adapté à ce type d'événements.

Les principaux résultats de cette étude sont :

- Présence dans les événements $\psi\mu^-$ d'événements $\psi\mu_{prompts}$ dont les caractéristiques sont assimilées à ψDD.
- Présence dans les événements $\psi\mu\mu$ de dipsis.
- Estimation de la section efficace $\psi D\bar{D}$

$$\sigma (\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D}) \sim 2 \text{ à } 10 \text{ nb}$$

- Estimation de la section efficace $\psi\psi$

$$\sigma (\pi p \longrightarrow \psi\psi) \sim 20 \text{ à } 70 \text{ pb}$$

CHAPITRE 1

ASPECTS THÉORIQUES DE LA PRODUCTION HADRONIQUE DE LEPTONS

Depuis plusieurs années, l'étude de la production de paire de leptons dans les collisions hadroniques, obtient chaque jour un intérêt expérimental et théorique croissant.

L'idée physique fondamentale est d'explorer la structure électromagnétique interne des hadrons, en produisant lors de leurs collisions, des photons virtuels massiques, qui, expérimentalement sont observés par leur désintégration en paire de leptons.

La description théorique de base de la production de paire de leptons dans les collisions hadroniques, a été donnée par Drell et Yan (1), dans le cadre du modèle des partons qui suppose l'annihilation électromagnétique quark-antiquark en un photon virtuel.

Cette étude de la structure des hadrons, qui demande l'observation des propriétés des paires de leptons du continuum, s'intercale avec la recherche de nouveaux bosons vectoriels, comme constitués d'une paire quark-antiquark d'un type nouveau, qui eux aussi se couplent au photon. Cette approche s'est avérée fructueuse puisqu'elle conduit à la découverte du ψ (2) comme état fondamental $c\bar{c}$ puis du Υ (3) ($b\bar{b}$).

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord sans trop de détail, le modèle développé par Drell et Yan, ce qui nous permettra en particulier, d'introduire la notion de fonction de structure.

Puis, dans la seconde partie, nous présenterons quelques caractéristiques de la production du méson ψ . On verra ainsi que l'un de ces modes de production est la liaison de deux quarks charmés de la mer des hadrons.

Enfin, la troisième partie donne quelques prévisions concernant la production de méson charmé en association avec la particule psi.

1 - 1. LE MODELE DE "DRELL ET YAN"

1 - 1.1. DESCRIPTION DU MODELE

Le modèle de Drell-Yan (1) décrit la production inclusive de paire de leptons dans les collisions hadroniques. Il suppose qu'un hadron ayant une grande vitesse de translation peut être assimilé à un ensemble de partons libres, emportant chacun une fraction de l'impulsion totale du hadron.

L'interprétation des expériences de diffusion inélastique de leptons sur les hadrons indique que ces partons utilisés dans ce modèle de Drell-Yan peuvent être identifiés aux quarks (4).

Comme illustré en Figure 1-1 pour la réaction

$$h_1 + h_2 \longrightarrow L^+ + L^- + X$$

le modèle de Drell Yan suppose qu'un quark q et un antiquark $\bar{q}$, contenu dans les deux hadrons h_1 et h_2, s'annihilent électromagnétiquement pour donner une paire de leptons, via un photon virtuel.

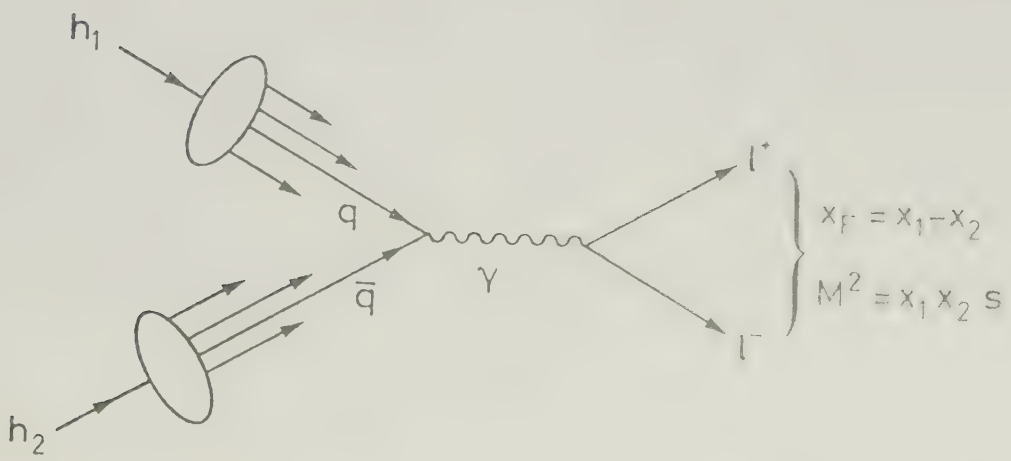


Figure 1 - 1

$h_1 + h_2 \longrightarrow L^+ + L^- + X$

Soient x_1 et x_2 les fractions d'impulsions qu'emportent les quarks q_1 et q_2 dans chacun des hadrons h_1 et h_2.

L'impulsion dans le centre de masse de la réaction $h_1\ h_2$, des quarks q_1 et q_2 est respectivement $\frac{1}{2}\ x_1\sqrt{s}$ et $\frac{1}{2}\ x_2\sqrt{s}$ où $\sqrt{s}$ est l'énergie totale disponible dans le centre de masse.

Si nous négligeons l'impulsion transverse des quarks à l'intérieur des hadrons ainsi que leur masse, la variable x_f de Feynman du dilepton et sa masse invariante sont données simplement par

$$M^2 = x_1\ x_2\ S \qquad [1]$$

Rappelons que la section efficace d'annihilation électromagnétique de particules ponctuelles chargées (par exemple : $e^+\ e^- \longrightarrow \mu^+\ \mu^-$) s'écrit simplement :

$$\frac{4\pi\alpha^2}{3\ E^2}$$

dans la limite des hautes énergies, et lorsque les masses sont négligeables par rapport à l'énergie de collision E. La quantité α est la constante de structure fine.

La section efficace d'annihilation électromagnétique quark antiquark en une paire de leptons est alors :

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\ E^2}\ Q^2 \qquad [2]$$

où Q est la charge des quarks en unité de charge de l'électron et E l'énergie de collision qui dans ce cas s'écrit : $E^2 = x_1\ x_2\ S$

La section efficace pour le processus décrit en Figure 1-1 où un quark q du hadron h_1 s'annihile avec un antiquark $\bar{q}$ du hadron h_2, dépend de la probabilité $f_q^{(1)}(x_1)dx_1$, de trouver le quark q dans le hadron h_1, avec une fraction d'impulsion comprise entre x_1 et $x_1 + dx_1$, et de la probabilité correspondante $f_{\bar{q}}^{(2)}(x_2)\ dx_2$ pour l'antiquark $\bar{q}$ dans h_2.

De l'équation [2], on déduit la section efficace différentielle :

$$d^2\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3 x_1 x_2 S} Q^2 f_q^{(1)}(x_1) f_{\bar{q}}^{(2)}(x_2) \quad [3]$$

La forme générale de la section efficace doit inclure la somme sur tous les différents types de quarks (u, d, s, c, b,...) que l'on peut trouver dans les hadrons, et doit aussi tenir compte du fait que chaque quark peut apparaître en trois états de couleurs différents. Cette hypothèse de la couleur, fortement vérifiée par des expériences de production hadronique dans les collisions $e^+ e^-$ (5), conduit à multiplier la section efficace par un facteur 1/3, puisque seulement les quarks de même couleur peuvent s'annihiler en un photon virtuel.

On obtient alors pour la section efficace du processus de Drell-Yan : $h_1 + h_2 \longrightarrow \mu^+\mu^- + X$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3S} \times \frac{1}{3} \sum_{i:(u,d,s,c..)} \frac{Q_i^2}{x_1 x_2} \left[f_{q_i}^{(1)}(x_1) f_{\bar{q}_i}^{(2)}(x_2) + f_{\bar{q}_i}^{(1)}(x_1) f_{q_i}^{(2)}(x_2) \right] \quad [4]$$

En utilisant les relations [1], on peut transformer cette expression en termes des variables M^2 et x_f.
Il suffit simplement d'écrire :

$$dM^2 dx_f = \left\| \begin{matrix} \frac{\partial M^2}{\partial x_1} & \frac{\partial x_f}{\partial x_1} \\ \frac{\partial M^2}{\partial x_2} & \frac{\partial x_f}{\partial x_2} \end{matrix} \right\| dx_1 dx_2$$

$$= (x_1 + x_2) S \, dx_1 dx_2$$

D'où :

$$\frac{d^2\sigma}{dM^2 dx_f} = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^4} \cdot \frac{1}{3} \cdot \sum_{i:(u,d,s,c..)} \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} Q_i^2 \left[f_{q_i}^{(1)}(x_1) f_{\bar{q}_i}^{(2)}(x_2) + f_{\bar{q}_i}^{(1)}(x_1) f_{q_i}^{(2)}(x_2) \right] \quad [5]$$

où x_1 et x_2 sont fonctions de M^2 et x_f

$$x_1 = \frac{1}{2}\left(x_F + \sqrt{x_F^2 + \frac{4M^2}{S}} \right)$$

$$x_2 = \frac{1}{2}\left(x_F - \sqrt{x_F^2 + \frac{4M^2}{S}} \right) \quad [6]$$

Ce modèle permet donc, en observant expérimentalement les paires de muons créées par interaction hadronique, d'étudier les fonctions de distributions f_q des quarks à l'intérieur même des hadrons.

1 - 1.2. LES FONCTIONS DE STRUCTURE

On appelle fonction de structure des quarks, les fonctions $\times f_q$ (x), que nous noterons dorénavant q (x) :

$$\times f_{u,d}(x) = u(x), d(x), \cdots$$

Nous ne parlerons ici que des fonctions de structure des quarks pour les pions et les protons.

Il est commode de distinguer les quarks de valence des quarks de la mer, en notant q_v (x), q_s (x) les fonctions de structure correspondantes.

Ainsi pour les pions (protons), les fonctions de structure sont : $u_v^{\pi}(x), d_v^{\pi}(x), u_s^{\pi}(x), d_s^{\pi}(x), s_s^{\pi}(x), c_s^{\pi}(x)$ $\left(u_v^{p}(x), d_v^{p}(x), \cdots\right)$

Ainsi dans le mécanisme de production de paires de leptons par une interaction pion-nucléon, 18 fonctions de structures sont à priori nécessaires pour le décrire (6 pour le pion, 6 pour le proton, 6 pour le neutron).

La description de ce mécanisme est ramené à une forme plus simple par les considérations suivantes :

- L'invariance d'isospin dans les interactions électromagnétiques implique que les quarks u (resp. d) dans le proton, ont les mêmes distributions que les quarks d (resp. u) dans les neutrons

$$u_v^p(x) = d_v^n(x) \qquad d_v^p(x) = u_v^n(x)$$

- Pour les pions, la conjugaison de charge et l'invariance d'isospin donne :

$$u_v^{\pi^+}(x) = \bar{d}_v^{\pi^+}(x) = \bar{u}$$

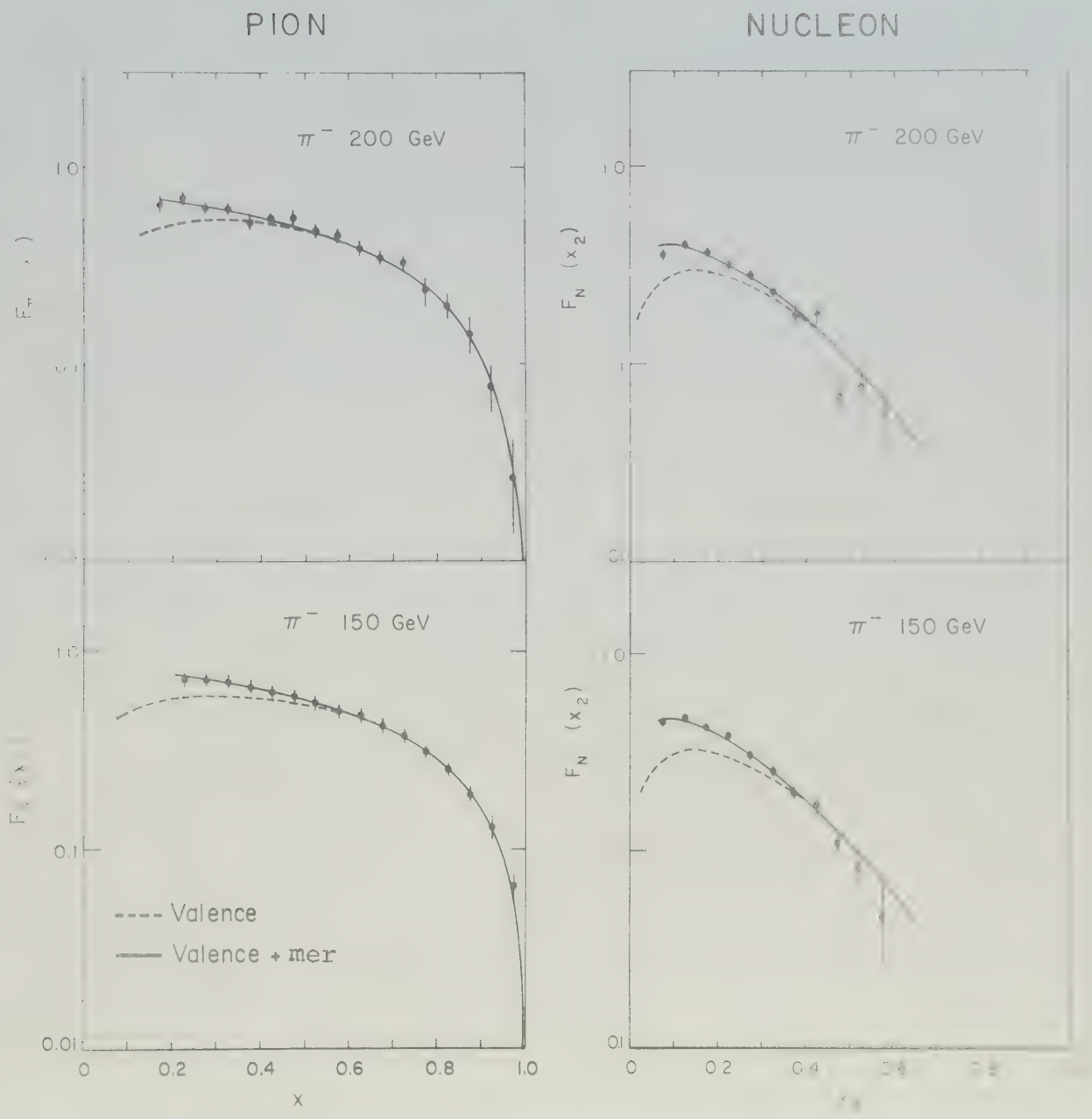


Figure 1 - 2

Fonctions de structure des pions et des protons à 150 et 200 GeV/c (NA3)

Ainsi, pour décrire les quarks de valence des nuclérons, deux fonctions sont nécessaires, et une seule fonction pour les pions.

Généralement pour les quarks de la mer, on suppose que leurs distribution est symétrique par SU (3) et conjugaison de charge. La contribution des quarks u, d, s, ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$) à la mer, nécessite donc une seule fonction S (x).

Dans l'hypothèse où la contribution du charme à la mer est négligeable, on décrit l'interaction $\pi p \longrightarrow \mu^+\mu^- X$ à l'aide de 5 fonctions :

$$u_v^p(x) \; ; \; d_v^p(x) \; ; \; S^p(x) \; ; \; u_v^\pi(x), \; S^\pi(x)$$

Buras et Gaemers (6) ont proposé une paramétrisation analytique, couramment utilisée, de la forme

$$q(x) = A \, x^\alpha (1 - x)^\beta$$

De nombreuses expériences ont mesuré ces fonctions de structures. Nous donnons ci-dessous une mesure effectuée par NA3 (7), qui utilise la paramètrisation décrite précédemment : (Figure 1-2).

Valence des pions $\quad u_v^\pi(x) = 0.55 \; x^{0.4 \pm 0.06} \; (1 - x)^{0.9 \pm 0.06}$

Mer des pions $\quad S^\pi(x) = 0.09 \; (1 - x)^{4.4 \pm 1.9}$

Valence des nucléons
$$\begin{cases} u_v^N(x) = 10.5 \; x^{1.02 \pm 0.15} \; (1 - x)^{4.04 \pm 0.4} \\ d_v^N(x) = 6.31 \; x^{1.02 \pm 0.15} \; (1 - x)^{5.04 \pm 0.4} \end{cases}$$

Mer des Nucléons $\quad S^N(x) = 0.35 \; (1 - x)^{6.0 \pm 1.3}$

1 - 1.3. CORRECTION DU MODELE

Ce modèle "naïf" développé par Drell et Yan a reçu de nombreuses vérifications expérimentales (8).

Toutefois, il s'avère insuffisant pour expliquer la normalisation absolue et les distributions en impulsion transverse des paires de leptons.

- La normalisation absolue

Représentons par K le rapport de la section efficace expérimentale mesurée sur la section efficace théorique calculée par le modèle "naïf" de Drell Yan

$$K = \frac{\sigma_{exp}(\pi p \rightarrow \mu^+\mu^- X)}{\sigma_{D.Y}(\pi p \rightarrow \mu^+\mu^- X)}$$

Ce rapport a été mesuré par l'expérience NA3 (9)

$$K = 2.3 \pm 0.4$$

Ce modèle "naïf" donne donc une section efficace deux fois trop faible.

- Distribution en impulsion transverse

Le modèle de Drell-Yan dans sa forme originale, ne fait aucune prédiction sur l'impulsion transverse du dimuon.
Il est naturel de supposer que les quarks à l'intérieur des hadrons ont une impulsion transverse intrinsèque due au mouvement de Fermi. Ce modèle peut alors être généralisé (10) en supposant une distribution intrinsèque en impulsion transverse des quarks. Les résultats expérimentaux de plusieurs expériences(CFS (11), NA3 (12) et CIP (13)) ont montré que la valeur moyenne de l'impulsion transverse des dileptons lourds, est relativement élevée (1 - 2 GeV/c) par rapport aux prédictions de ce modèle ($\sim$ 500 MeV/c).

Ces différences expérimentales importantes sont expliquées par la Chromo-Dynamique-Quantique (Q.C.D.) (14). La conséquence de cette théorie est d'ajouter au diagramme simple d'annihilation $q\bar{q}$ des diagrammes mettant en jeu des gluons (propagateur de la couleur noté g).

On obtient au premier ordre de cette théorie, un ensemble de diagrammes (Figure 1-3) qui ont pour effet d'augmenter la section efficace du processus, ainsi que la valeur moyenne de l'impulsion transverse des dileptons.

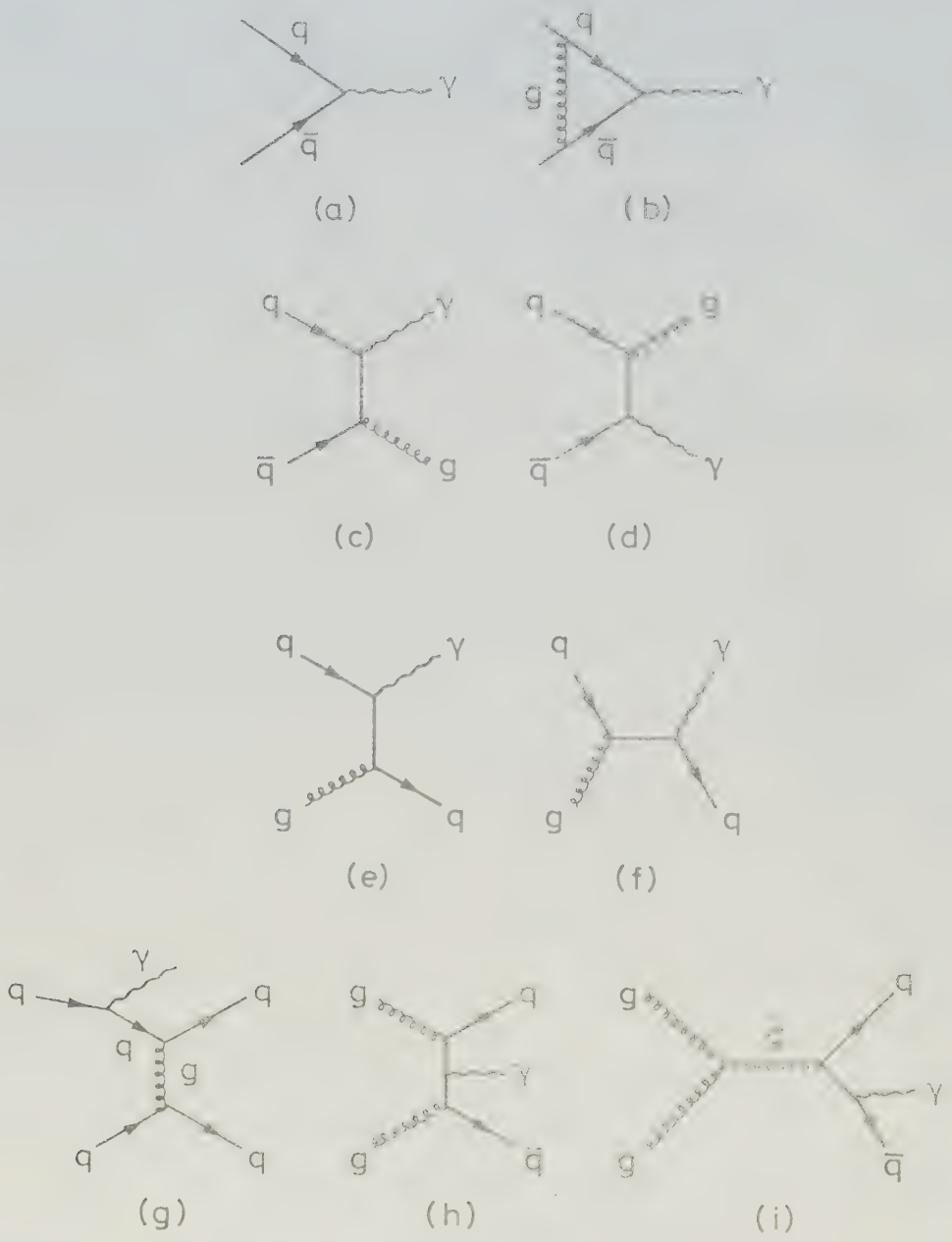


Figure 1 - 3

Diagrammes de productions pour les paires de leptons

1 - 2. MECANISME DE PRODUCTION DU PSI

La production hadronique de résonances comme état fondamental d'un système $q\bar{q}$ de quarks lourds (ψ pour le système $c\bar{c}$, où le Υ pour le système $b\bar{b}$) a été beaucoup étudiée théoriquement, mais n'est pas complètement comprise.

Le premier modèle de production de psi (15), utilisait comme idée de base le modèle de Drell-Yan. Il suppose que le mécanisme de production de psis est la "fusion" des quarks et antiquarks légers (u, d, s) contenus dans les hadrons interagissants.

La principale critique de ce modèle (16) est que la fusion de quarks légers en un état psi, donne une contribution négligeable à la section efficace de production. (Figure 1-4. a).

Pour ce processus, l'état intermédiaire doit contenir trois gluons, à cause de la nature singulet de couleur de l'état ψ

De même, le diagramme b de la figure 1-4, ne donne pas une contribution importante à la section efficace de production. En effet, dans ce cas, les quarks c et $\bar{c}$ proviennent de la mer des hadrons et la faible probabilité de trouver un quark charmé dans la mer intervient quadratiquement dans l'expression de la section efficace.

Les processus qui sont amenés à jouer un rôle important dans la section efficace de production du psi, sont représentés en Figures 1-4 c et 1-4 d. Ils se classent en deux catégories :

- Fusion de deux quarks légers en un seul gluon dur, qui ensuite se désintègre en $c\bar{c}$ (Figure 1-4 c).

- Annihilation de deux gluons pour donner un état $c\bar{c}$ singulet de couleur (Figure 1-4 d).

Signalons, que dans tous ces diagrammes, l'émission de gluons lents, pour permettre un état $c\bar{c}$ singulet de couleur, n'est pas explicitée.

Les contributions relatives de ces deux mécanismes de production du psi sont déterminées expérimentalement par l'étude du rapport $\sigma(q\bar{q} \longrightarrow \psi) \; / \; \sigma(gg \longrightarrow \psi)$, qui dépend de la nature des faisceaux de particules utilisés.

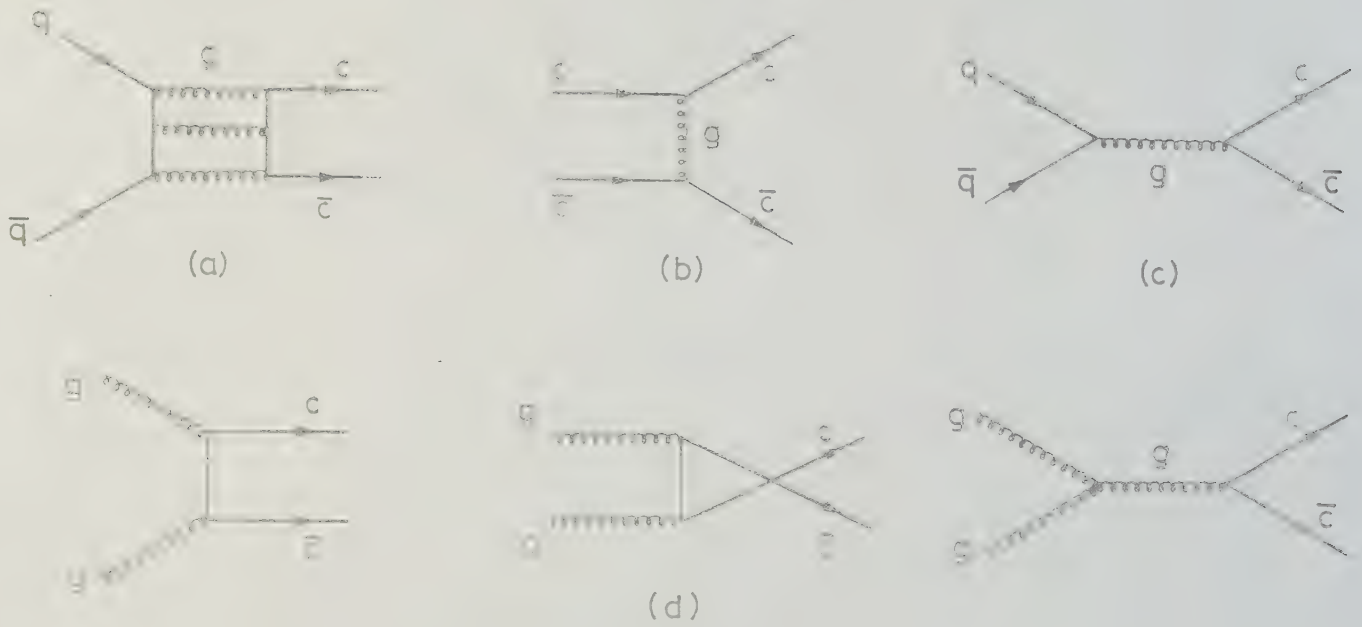


Figure 1 - 4

Diagrammes de productions de l'état fondamental $c\bar{c}$ (ψ)

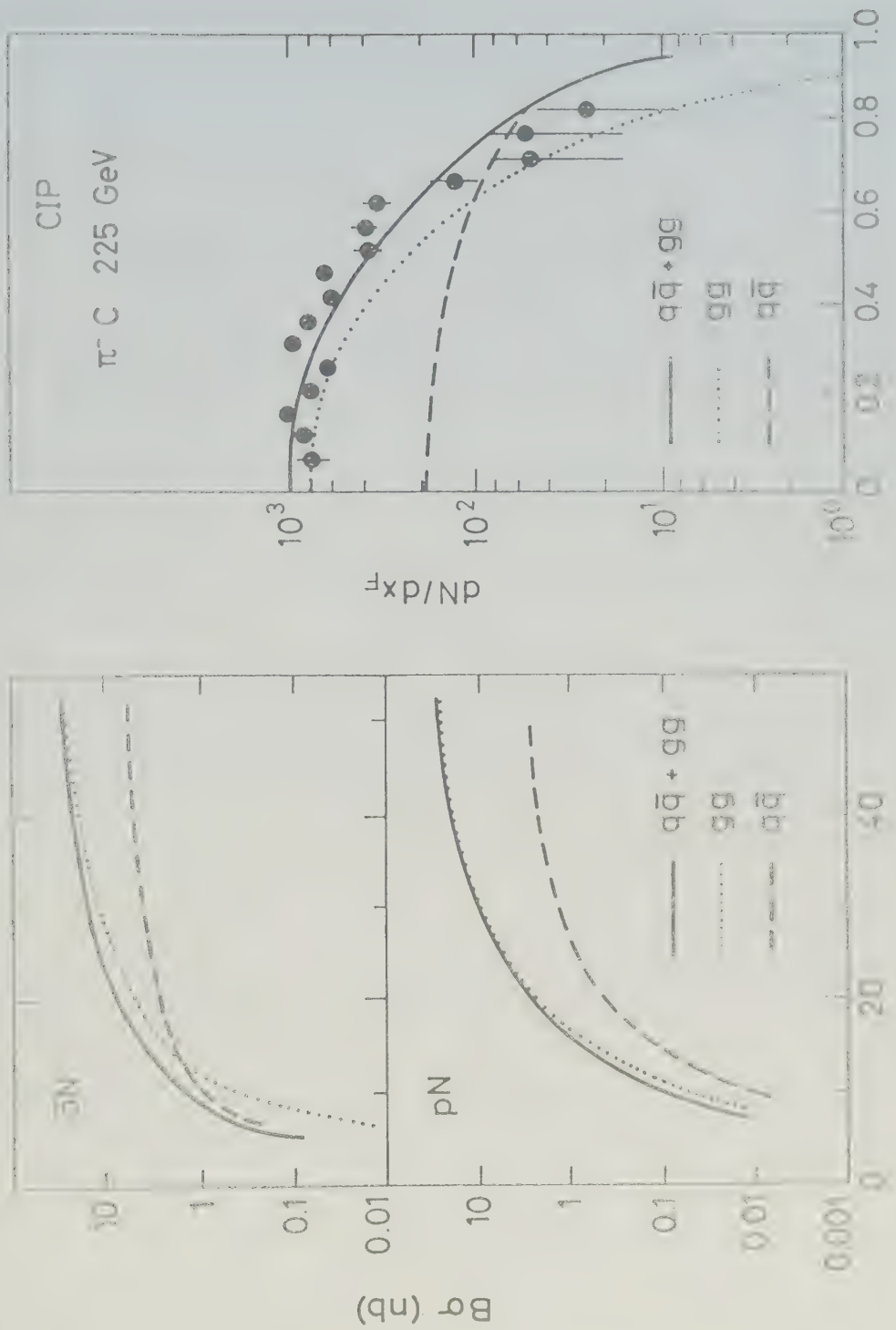


Figure 1 – 5 b

Figure 1 – 5 a

Pour des faisceaux qui ne contiennent pas de quarks de valence $\bar{u}$ et $\bar{d}$ (par exemple K^+ et p), le mécanisme de fusion de gluon est dominant à toute énergie, alors que pour d'autres particules incidentes, l'annihilation quark - antiquark domine à basse énergie, et la fusion gluon-gluon à haute énergie.

Ceci est illustré en Figure 1-5 a où la contribution individuelle des deux mécanismes est montrée (8). De plus, la distribution en x_f du psi est assez différente entre les deux processus $q\bar{q}$ et gg. La Figure 1-5 b montre les résultats obtenus par la collaboration CIP pour un faisceau de π^- à 225 GeV/c. La distribution en x_f du psi pour le mécanisme gg est plus étroite que pour l'annihilation $q\bar{q}$.

On a ainsi pour cette expérience :

$$\frac{d\sigma}{dx_F}(q\bar{q}\to\psi) \propto (1 - x_f)^{0.8}$$

$$\frac{d\sigma}{dx_f}(gg\to\psi) \propto (1 - x_f)^{2.4}$$

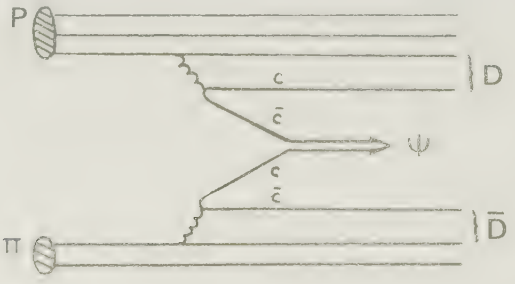
$$\frac{d\sigma}{dx_f}(q\bar{q} + gg \to\psi) \propto (1 - x_f)^{1.6}$$

1 - 3. PRODUCTION DU PSI PAR LIAISON DE QUARKS CHARMES

1 - 3.1. PRODUCTION DE MESON CHARME EN ASSOCIATION AVEC LE PSI

Comme nous l'avons vu en Figure 1-4 b, l'un des diagrammes de production du psi doit conduire à la production de mésons charmés. Il s'agit de la liaision quark-antiquark-charmé de la mer des hadrons interagissants.

Dans le cas d'un faisceau de pions sur une cible nucléaire, il peut être représenté de la façon suivante :



Un tel mécanisme de production de psi est très défavorisé par rapport au mécanisme dominant ($q\bar{q} + g g$). La faible probabilité des quarks charmés intervient quadratiquement dans la section efficace de production.

L'importance de ce processus est jusqu'à présent assez mal connue. Elle a été estimée à environ 20 % dans les interactions à 200 GeV/c. (17).

Expérimentalement, un tel mécanisme de production peut être observé dans des événements tri ou quadrimuons, suivant :

Cette observation nécessite cependant un flux élevé, étant donné que l'on a approximativement

$$\frac{\sigma(\psi D\bar{D} \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)}{\sigma(\psi X \longrightarrow \mu^+\mu^-)}$$

$$\frac{\sigma(\psi D\bar{D} \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)}{\sigma(\psi X \longrightarrow \mu^+\mu^-)} \sim 20\ \% \quad \text{x} \quad 8\% \text{ x } 8\ \% \sim 0.1\ \%$$

L'une des caractéristiques essentielles de ce processus est de conduire à une distribution en x_f du psi plus centrée autour de zéro. En effet, la section efficace différentielle peut s'écrire

$$\frac{2E^*}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx_f} = \frac{1}{3} \cdot \frac{4\pi^2}{M^2} \cdot \frac{g^2_{cc\psi}}{4\pi} \left[C_s^{\pi}(x_1)\, \bar{C}_s^{p}(x_2) + \bar{C}_s^{\pi} \right]$$

où $g_{cc\psi}$ est la constante de couplage des quarks cc en psi.

Si $C_s^{\pi} = \bar{C}_s^{\pi} = C^{\pi}$ $\qquad$ $C_s^{p} = \bar{C}_s^{p} = C^{p}$, on a :

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto \frac{C^{\pi}(x_1)\, C^{p}(x_2)}{x_1 + x_2} \qquad \text{où } x_1 \text{ et } x_2 \text{ sont fonctions de } x_f$$

En supposant que la mer des hadrons est SU (4) symétrique

$$u_s = d_s = s_s = C_s$$

On a en utilisant les résultats sur les fonctions de structure présentés au paragraphe 1-1 :

$$C^{\pi}(x_1) \propto (1-x_1)^{4.4}$$

$$C^{p}(x_2) \propto (1-x_2)^{5.3}$$

D'où

$$\frac{d\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D})}{dx_F} \propto \frac{(1-x_1)^{4.4}(1-x_2)^{5.3}}{x_1 + x_2}$$

$$x_1 = \frac{1}{2}\left(x_F + \sqrt{x_F^2 + \frac{4M^2}{s}}\right)$$

$$x_2 = -\frac{1}{2}\left(x_F - \sqrt{x_F^2 + \frac{4M^2}{s}}\right)$$

Une telle paramétrisation donne pour un faisceau de π^- à 200 GeV/c sur une cible nucléaire :

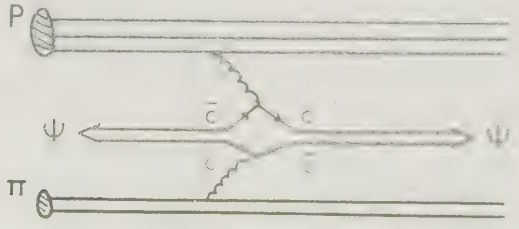
$$\frac{d\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D})}{dx_F} \propto (1-x_F)^{5.3} \quad \text{pour } x_f \geq 0.2$$

Or, une mesure effectuée par NA3 en π^- à 200 GeV/c (18) donne :

$$\frac{d\sigma(\pi p \to \psi x)}{dx_F} \propto (1-x_F)^{2.98} \quad \text{pour } x_f \geq 0.2$$

I - 3.2. PRODUCTION DE $\psi\psi$

L'annihilation quark antiquark charmés de la mer doit aussi mener à la production d'événements $\psi\psi$ suivant le diagramme :



Il est possible d'estimer la section efficace d'un tel processus en utilisant les résultats du paragraphe 1-3.1.

On a en effet en utilisant :

$$\frac{d\sigma(\psi D\bar{D})}{dx_F} = \frac{\sqrt{s}}{2E^*} \cdot \frac{1}{3} \cdot \frac{4\pi^2}{M^2} \cdot \frac{g^2_{c\bar{c}\psi}}{4\pi} \cdot 2\left[C^{\pi}(x_1).C^{p}(x_2)\right]$$

en intégrant sur x_f, on trouvera :

$$\sigma^{c\bar{c}c\bar{c}}_{tot}(\pi p \to \psi D\bar{D}) \propto g^2_{c\bar{c}\psi}$$

et

$$\sigma^{c\bar{c}c\bar{c}}_{tot}(\pi p \to \psi\psi) \propto g^4_{c\bar{c}\psi}$$

Or, on a vu que :

$$\frac{\sigma(\psi D\bar{D})}{\sigma(\psi)} \sim 20\ \%$$

D'où

$$\frac{\sigma(\psi\psi)}{\sigma(\psi)} \sim 4\ \%$$

Comme le rapport de branchement du psi en $\mu^+\mu^-$ est de 7 % on obtient :

$$\frac{\sigma(\pi p \to \psi\psi \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)}{\sigma(\pi p \to \psi X \to \mu^+\mu^-)} \sim 0.3\ \%$$

On constate alors (1-3.1) que la probabilité d'observer $\psi D\bar{D}$ dans des événements quadrimuons, est du même ordre de grandeur que celle d'observer des événements $\psi\psi$:

$$\frac{\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D} \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)}{\sigma(\pi p \to \psi\psi \to \mu^+\mu^-\mu^+\mu^-)} \sim 0.3$$

Il n'est pas exclut que des dipsis puissent être produits par un tout autre mécanisme : production d'une paire de mésons de beauté $B\bar{B}$ se désintégrant chacun en ψ' + X.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE NA3

L'expérience "Lézard" fut imaginée en 1974 (19) et débuta en été 1978, sur l'éjection Nord de faisceaux du S.P.S. au CERN.

Son but principal jusqu'en 1980, fut l'étude de la production de paires de muons à grandes masses invariantes dans les collisions hadroniques. Ces processus, ayant une faible section efficace, il a été décidé de travailler à haut flux incident : 3.10^7 particules par cycle dans le cas ou l'identification des particules incidentes est nécessaire, jusqu'à 2.10^9 dans le cas contraire.

Afin de ne pas avoir une quantité de données trop importante à analyser du fait d'un tel flux, il a été nécessaire d'imaginer un "trigger" très sélectif, élément essentiel de cette expérience.

2 - 1. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2 - 1.1. DESCRIPTION GENERALE

Le but de cette expérience étant la détection des muons, un absorbeur a été placé après les cibles, afin d'arrêter le maximum de hadrons provenant de chaque interaction. Cet absorbeur est suivi d'un aimant supraconducteur dipolaire de grande acceptance, accompagné de six chambres à fils proportionnelles pour la reconstruction des trajectoires de chaque particule.

Certains hadrons n'étant pas arrêtés par le premier absorbeur, les muons sont confirmés par un hodoscope placé derrière un mur de fer épais, situé à la fin de l'expérience. Enfin, le trigger réalisé à l'aide de deux chambres proportionnelles à "Damiers" d'une logique très performante (puisqu'entre 50 et 75 % des événements sélectionnés sont des bons dimuons) complète le spectromètre. (Figure 2-1).

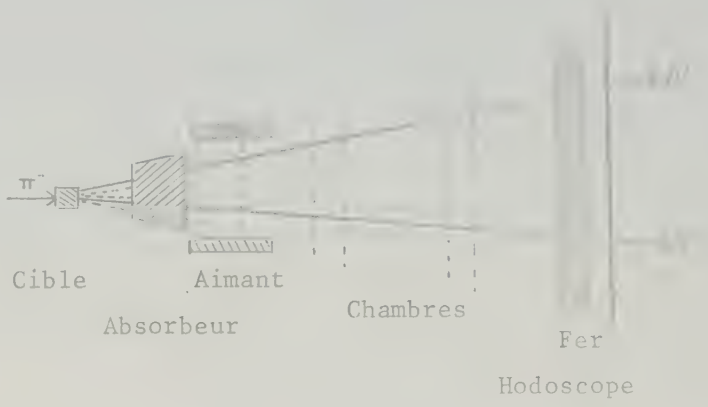


Figure 2 - 1

Coupe horizontale

2 - 1.2. LE FAISCEAU

Cette expérience utilise la ligne H 8 de l'aire Nord du S.P.S. Il est possible d'utiliser, soit une fraction du faisceau primaire de protons à 400 Gev/c provenant du S.P.S. (Super Proton Synchrotron), soit une grande variété de faisceaux secondaires provenant d'une cible de Beryllium (T 4) de 500 mm de long, placée en amont de l'expérience. La dispersion du faisceau secondaire étant alors de: $\Delta p/p = 1.4$ %. Ce faisceau est centré au milieu de la cible de platine et à une dispersion spatiale de 2 à 3 mm.

Les caractéristiques des différents faisceaux utilisés sont résumées dans le Tableau 2-1, et correspondent à un flux primaire incident de l'ordre de 3.10^{12} protons de 400 GeV/c par cycle. (Le temps de déversement étant passé de 0.4 secondes en 1978 à une et même deux secondes par la suite).

TABLEAU 2 - 1

CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX UTILISES

Impulsion (Charge) GeV/c	Nombre particules par cycle	Composition du faisceau
280 (-)	10^7	99 % π^-
200 (-)	3.10^7	96,3 % π^- 3,1 % K^- 0,6 % $\bar{p}$
200 (*)	$5.5\ 10^7$	36 % π^+ * 60 % p 4 % K^+
150 (-)	3.10^7	93 % π^- 5 % K^- 2 % $\bar{p}$
400 (+)	10^5	100 % p

* A 200 GeV/c le rapport π^+/p a été augmenté d'un facteur 2.4 en intercalant sur le faisceau secondaire, un absorbeur de polyéthylène de deux mètres de long.

2 - 1.3. IDENTIFICATION DES PARTICULES INCIDENTES

L'identification des particules incidentes se fait à partir de deux types de compteurs Cerenkov disposés avant les cibles. Deux compteurs Cerenkov à seuil permettent de séparer les π (et K) des protons en règlant la pression d'hélium juste au dessous du seuil Cerenkov des protons. Ainsi, seuls les π (et les K) émettent de la lumière, collectée par un photomultiplicateur. Un "ou" logique de ces deux compteurs permet d'avoir une efficacité de l'ordre de 98 % pour la séparation de π^+ et des protons, en quantité égale en faisceau positif. Ces compteurs Cerenkov à seuil sont par contre inopérants pour séparer les π des K, ou extraire les quelque 1 % d'antiprotons en faisceau négatif.

Deux compteurs Cerenkov différentiels (CEDAR) (20) ont été ajoutés pour obtenir l'identification des particules minoritaires. Leur principe de fonctionnement est le suivant : la lumière Cerenkov émise par le passage d'une particule, a un angle d'émission directement relié à β par la relation :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \qquad \text{où } n \text{ est l'indice du gaz}$$

La mesure de cet angle donne alors une estimation du β de cette particule, donc de sa masse puisqu'elles ont toutes la même impulsion. On sélectionne la lumière Cerenkov émise à un angle donné par un diaphragme annulaire derrière lequel sont disposés huit photomultiplicateurs. En pratique, on demandera une coïncidence entre six de ces photomultiplicateurs pour reconnaître une particule donnée.

Enfin, le flux incident est mesuré par deux chambres à ionisation à argon (21) placées sur le faisceau à environ dix mètres en amont de l'expérience. Ces chambres donnent à chaque cycle un comptage proportionnel au flux incident. Elles sont étalonnées au préalable en réduisant le flux et en plaçant deux scintillateurs en coïncidence dans le faisceau.

La calibration étant faite à bas flux, on utilise un moniteur constitué d'un télescope de trois compteurs regardant la cible, pour vérifier la linéarité des chambres à ionisation à haut flux (10^7 à 2.10^8 particules par seconde).

2 - 1.4. LES CIBLES

Deux cibles ont été utilisées simultanément, séparées par un compteur nommé I_1 permettant de lever les ambiguïtés de cible au cours de la reconstruction des événements.

. Une cible de platine de six centimètres de long, et de 20 mm de diamètre. Le platine a été choisi pour avoir un nombre d'interactions important, sans avoir pour cela une cible trop longue. Sa longueur (une demie longueur d'interaction) permet d'avoir une probabilité de réinteraction suffisamment faible.

. Une cible d'hydrogène liquide, placée à 45 centimètres avant la cible de platine, de 50 centimètres de long et 4 centimètres de diamètre. Cette cible donne des interactions π proton sans effet nucléaire, mais sa faible densité ne permet par d'obtenir des statistiques suffisantes pour la plupart des phénomènes étudiés. La conjonction des deux cibles donne une bonne complémentarité.

2 - 1.5. LE SPECTROMETRE

Le spectromètre se compose essentiellement d'un absorbeur, d'un aimant supraconducteur et de trois plans d'hodoscopes. La reconstruction des traces s'effectuant à l'aide de six chambres à fils proportionnelles et de deux chambres à Damiers. Une vue schématique est donnée en Figure 2-2.

2 - 1.5.1. L'ABSORBEUR

La configuration de l'absorbeur est déterminée par un compromis entre les trois exigences suivantes :

. Il lui faut être suffisamment court pour préserver une grande acceptance : car plus il est long, plus les cibles sont éloignées de l'aimant, et plus l'angle solide de mesure est faible.

. Il lui faut avoir un pouvoir d'absorption suffisamment important pour réduire le flux de particules dans l'appareillage et en particulier dans les chambres situées près de l'absorbeur et dans l'aimant, qui sont les plus "arrosées".

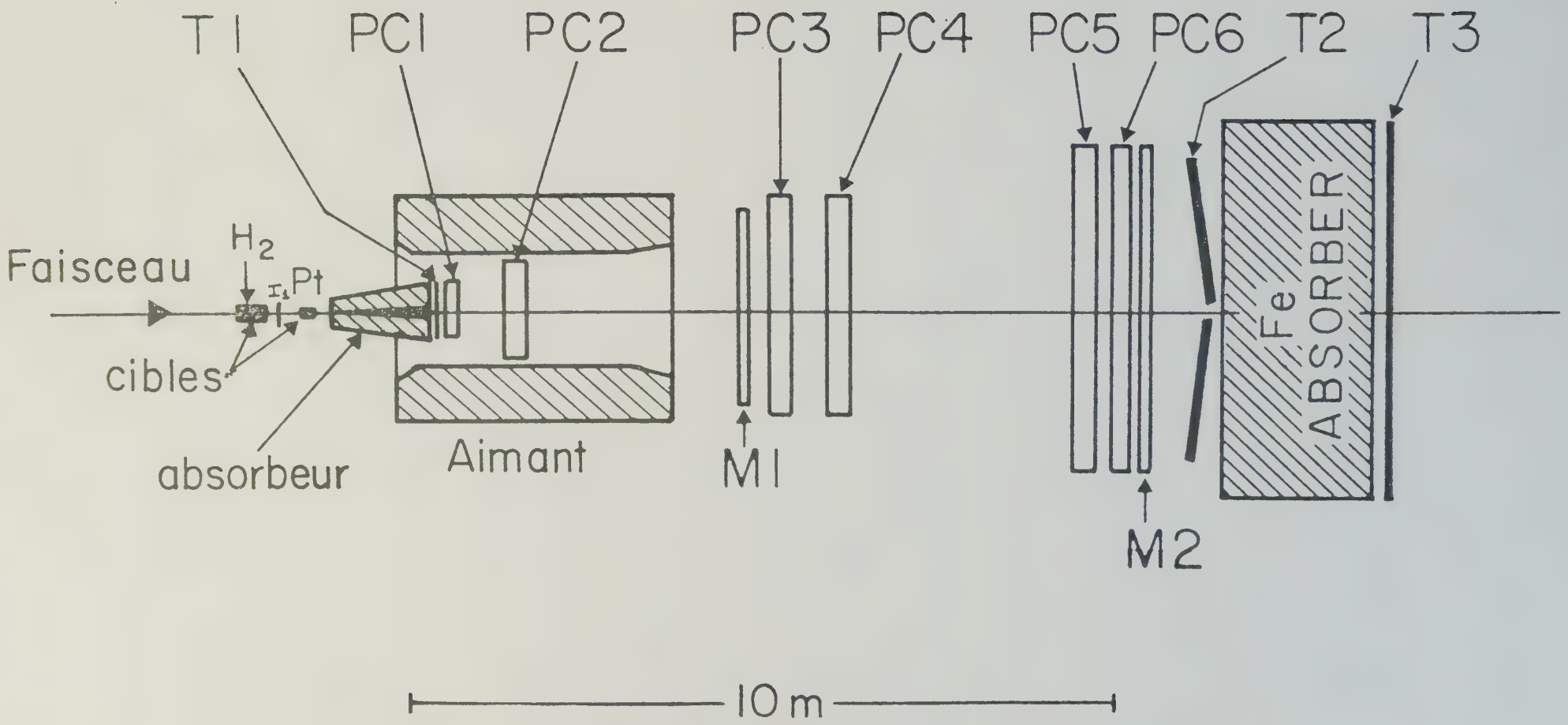


Figure 2 - 2

Spectromètre NA3

. La diffusion multiple doit être minimale en vue d'une bonne résolution en masse des paires de muons.

C'est dans ce contexte que l'absorbeur a été choisi inhomogène. Il est formé d'un cône de tungstène de 1,50 m de long, qui absorbe le faisceau, entouré par des blocs de fer, destiné à arrêter les hadrons sans trop de diffusion multiple pour les muons. (Figure 2-3).

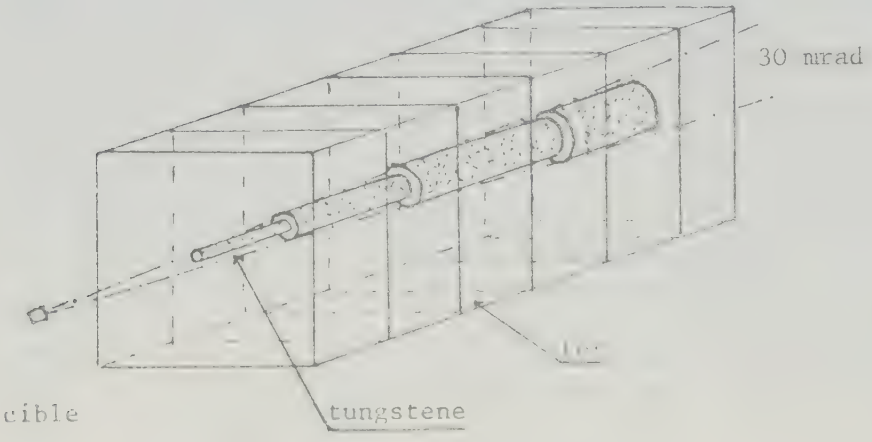


Figure 2 - 3

Vue en perspective de l'absorbeur

2 - 1.5.2. L'AIMANT D'ANALYSE

Il s'agit d'un aimant supraconducteur dipolaire (22), à volume cylindrique de 1,6 m de diamètre et 2,5 m de long. La composante principale du champ est verticale et vaut 1,67 Tesla en son centre. Les composantes transverses du champ n'étant pas négligeables, une carte détaillée a été mesurée et introduite dans les programmes de reconstruction.

2 - 1.5.3. LES HODOSCOPES

Trois hodoscopes sont utilisés dans cette expérience, repérés par les symboles T1, T2 et T3.

. L'hodoscope T1 est placé après l'absorbeur. Son utilité est de donner un temps de référence à chaque fois que des particules sortent de l'absorbeur. Il est composé de 12 éléments rectangulaires plus 4 petits compteurs ajoutés pour les données 150 et 280 GeV/c. Ses éléments sont répartis symétriquement par rapport au plan horizontal du faisceau et choisis de largeurs différentes de façon que chacun d'eux reçoive approximativement le même flux incident.

. L'hodoscope T2 est en fait une partie du calorimètre construit pour la détection des électrons dans une autre version de l'expérience. Disposé avant le mur de fer, il est divisé en 40 bandes horizontales de 2 x 2.5 m de long, ayant un compteur à chaque extrimité. La partie centrale de l'expérience n'étant pas couverte par ce calorimètre, deux bandes d'hodoscopes ont été ajoutées. La fonction du T2 est de définir avec le T3, des trajectoires pointant vers les cibles. Cela est possible du fait que la composante horizontale du champ magnétique est pratiquement nulle.

. L'hodoscope T3 placé derrière le mur de fer est utilisé pour l'identification des muons. Il est composé de deux fois onze bandes horizontales, sa surface utile étant de deux fois 2.5 x 6 m^2.

2 - 1.5.4. LES CHAMBRES PROPORTIONNELLES

Elles sont de deux types :

* Les chambres proportionnelles à damiers M1 et M2 servent à déterminer l'impulsion transverse verticale des particules, M1 se trouve à la sortie de l'aimant avant PC3, et M2 entre PC5 et les calorimètres. La particularité de ces chambres est qu'elles sont à lecture cathodique (23) (24). Le principe en est le suivant :

Une particule chargée, traversant la chambre, déclenche une avalanche d'électrons, collectée par un plan de fils servant d'anode. Un plan de damier graphité porté à la masse recueille le signal. Pour de simples raisons mécanique, il n'est pas possible de lire directement le signal sur les damiers graphités. Cette lecture se fait par couplage capacitif à travers une feuille de mylar sur une cellule argentée, image du damier touché. Ces cellules ont été prises argentées du fait de la bonne conductibilité de l'argent.

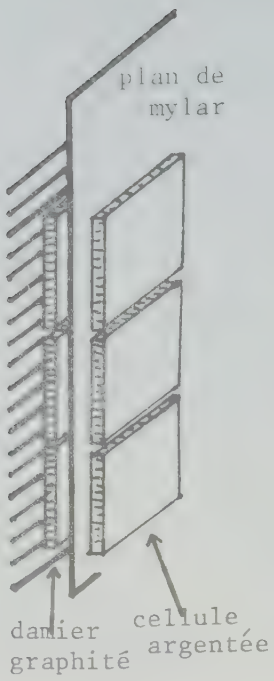


Figure 2 - 4
Chambre à Damiers

La cathode de chaque chambre est partagée en 2 x 10 bandes horizontales, chaque bande horizontale étant divisée en 64 cellules disposées en éventail suivant $\Delta (\mathrm{tg}\,\varphi) =$ constante. (Figure 2-5). Cette disposition particulière sera discutée ultérieurement.

Remarquons que le plan de graphite aurait pû être d'un seul tenant. Mais, à l'époque de construction de ces chambres, la résistivité des graphites utilisés était trop faible. La dispersion spatiale du signal était donc trop importante et couvrait plus d'un damier.

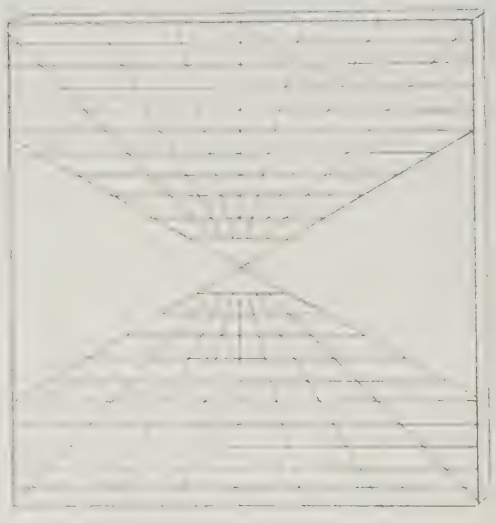


Figure 2 - 5
Principe de découpage des Damiers

*) Les chambres proportionnelles multifils, au nombre de sept, totalisent 37 plans de fils, soit un total d'environ 30. 000 fils. Ce sont des chambres à six plans (sauf PC5-6), deux plans X, deux plans Y, et deux plans inclinés U et V. Ces plans sont formés d'une trame de fils, (anode) placée entre deux plans de mylar graphité mis sous tension, la lecture s'effectuant sur les fils. Ces sept chambres fonctionnent avec le "gaz magique" (80 % d'argon 20 % d'isobutane, 0.1 % de fréon), l'argon " bullant " dans l'alcool isopropylique à 7°C. Les différentes caractéristiques de ces chambres sont décrites dans le Tableau (2-2)

TABLEAU 2 - 2

CARACTERISTIQUES DES CHAMBRES PROPORTIONNELLES

N° de Chambres	Surface utile (m^2)	Angles des fils avec la verticale	Nombres de Plans	Nombres de Fils	Espacement des Fils (mm)
PC 0	0.64 x 0.64	0° X 90° Y 45° U 135° V	2 2 1 1	320 320 320 320	2 2 2. 83 2. 83
PC 1	0.96 x 0.96	0° X 90° Y 45° U 135° V	2 2 1 1	480 480 480 480	2 2 2. 83 2. 83
PC 2	Circulaire Ø 1 344 mm	0° X 90° Y 45° U 135° V	2 2 1 1	448 448 448 448	3 3 3 3
PC 3 + PC 4	3.1 x 2.6	0° X 90° Y 15° U' 165° V'	4 4 2 2	1 024 864 1 024 1 024	3 3 3 3
PC 5 + PC 6	4.25 x 4.05	0° X 90° Y	5 2	1 408 1 344	3 3

2 - 2. LE PRETRIGGER ET LE TRIGGER

2 - 2.1. GENERALITES

Cette expérience étant conçue pour étudier la production de dimuons de hautes masses, le trigger doit être capable de rejeter les événement de basses masses, tels le ρ , le ω ou le φ , qui sont produits avec une section efficace plus élevée. Cette coupure en masse se fait en réalité indirectement, en coupant sur les impulsions transverses d'un ou de chaque muon.

En effet, supposons pour simplifier, le cas d'une désintégration symétrique :

Si $\tilde{P}_1$, $\tilde{P}_2$ sont les quadrivecteurs des deux muons dans le laboratoire

La masse invariante du système (μ_1 , μ_2) s'écrit

$$M_{\mu\mu}^2 = (\tilde{P}_1 + \tilde{P}_2)^2 = \tilde{P}_1^2 + \tilde{P}_2^2 + 2\,\tilde{P}_1 \cdot \tilde{P}_2$$

$$m_\mu^2 = 2\,(E_1 E_2 - \vec{P}_1 \vec{P}_2)$$

En négligeant m_μ par rapport à $M_{\mu\mu}$ on obtient

$$M_{\mu\mu}^2 = 2\,P_1 P_2 (1 - \cos 2\theta) = 4\,P_1 \sin\theta\, P_2 \sin\theta$$

D'ou : $M_{\mu\mu} = 2\sqrt{P_{t1} \cdot P_{t2}}$ [7]

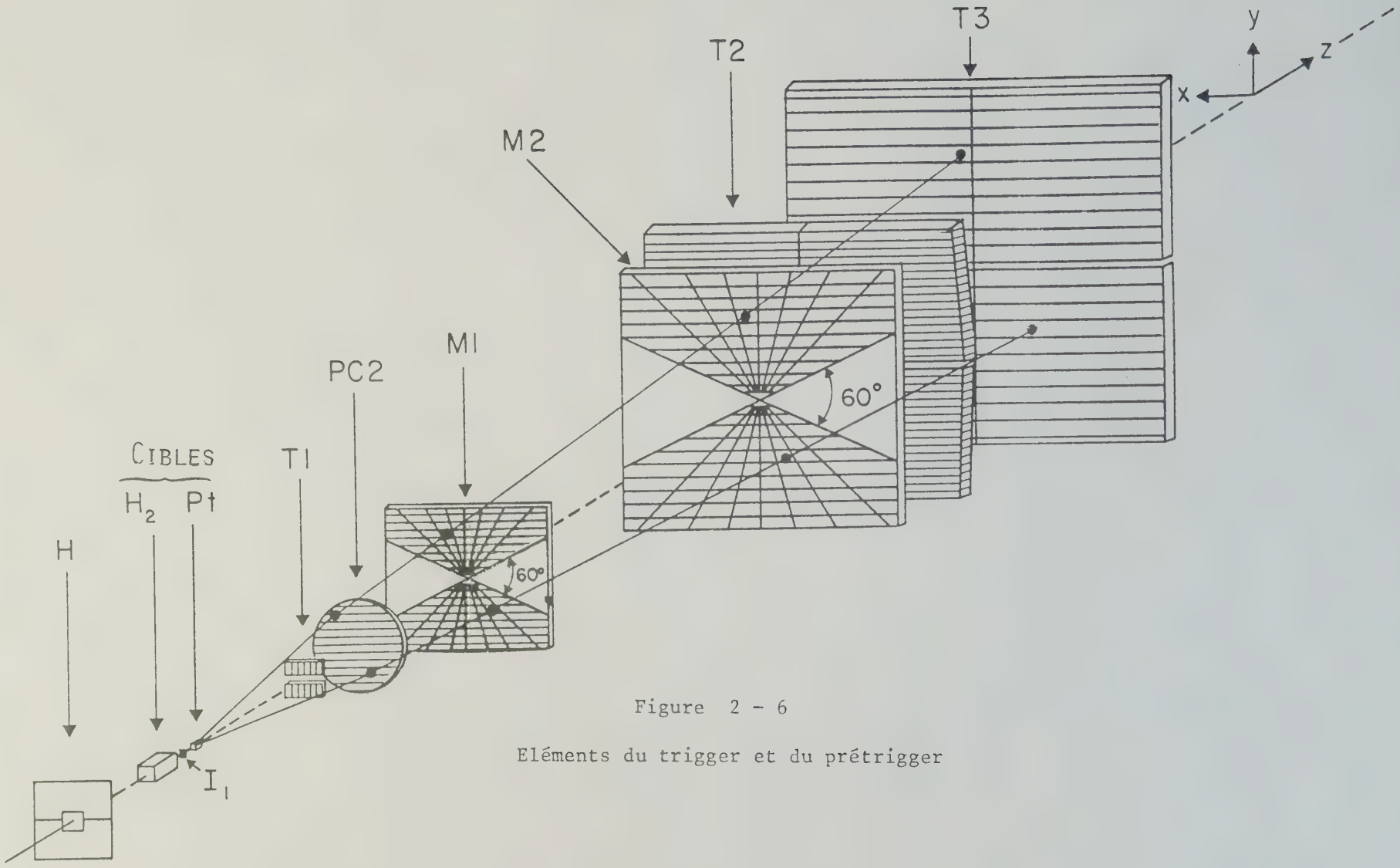


Figure 2 - 6

Eléments du trigger et du prétrigger

Dans le cas d'une désintégration très asymétrique telle que : $\theta_1 \gg \theta_2$ et $\theta_2 \simeq 0$, on a :

$$M^2_{\mu\mu} = 2 P_1 P_2 (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2)$$

En faisant un développement limité et en négligeant θ_2 devant θ_1, on obtient : $M_{\mu\mu} \simeq P_{T_1} \cdot \sqrt{\frac{P_2}{P_1}}$ [8]

Les formules [7] et [8] montrent que la masse du dimuon est reliée à l'impulsion transverse, soit d'un muon, soit des deux. Pour sélectionner les événements de hautes masses, il suffit de sélectionner les grandes impulsions transverses. Notons que ce genre de coupure est très sélective vis à vis des événements hadroniques courants où l'impulsion transverse moyenne des traces est de l'ordre de 300 MeV.

Cette coupure est effectivement réalisée par les chambres M1 et M2, couplées en matrice de décision, dont une description est donnée ci-dessous.

Du fait des quelques 10^7 interactions dans les cibles, il est nécessaire pour réduire les temps morts de la matrice de décision et des chambres à l'avant d'adjoindre un pretrigger, beaucoup plus rapide, donc moins sélectif qui commandera le calcul de la matrice de décision.

Il s'effectue principalement à l'aide des trois hodoscopes, T1, T2 et T3, son rôle étant de dire : "Deux muons sont dans l'appareillage et pointent approximativement vers la cible". Il utilise les éléments suivants :

2 - 2.2.1. LE (T3 x T2) MAJORITAIRE

Il s'agit d'une coïncidence T3 x T2. Le T3 placé derrière le mur de fer confirme la trace comme étant celle d'un muon. Le T2, situé avant, permet de définir avec le T3 des "routes" en projection horizontale pointant vers la cible. A noter que, du fait de la diffusion multiple dans le mur de fer, il est nécessaire d'introduire un "flou", c'est à dire d'associer à chaque bande du T3, quatre bandes du T2. (Fig. 2.7).
Les signaux de cette coïncidence sont ensuite introduits dans un circuit "majoritaire" qui exige au moins deux routes sur les 22 ainsi définies.

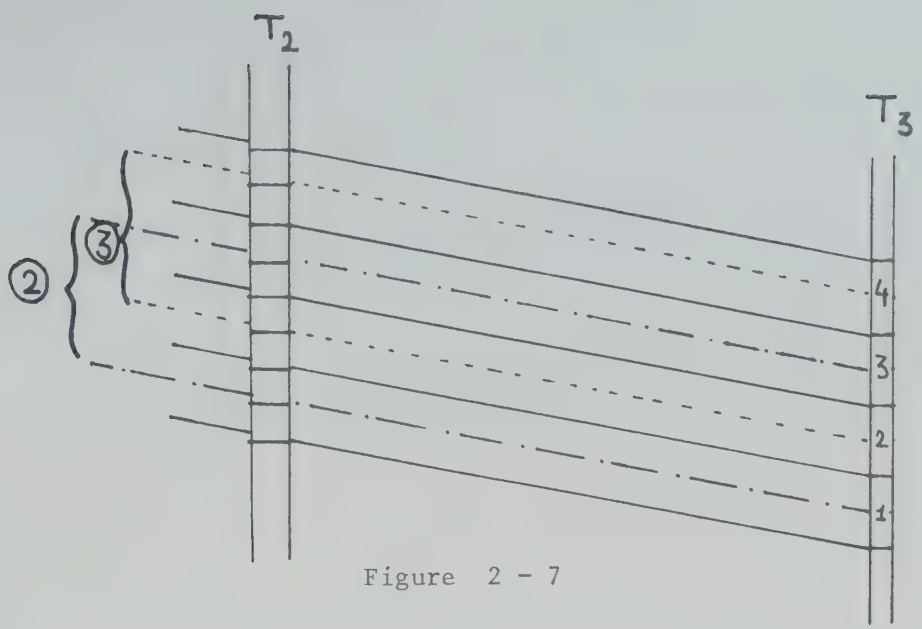


Figure 2 - 7

Principe de regroupement T2, T3

2 - 2.2.2. LE T1

Placé juste après l'absorbeur, il donne la référence en temps de l'événement.

2 - 2.2.3. COMPTEUR ANTI-HALO ET TEMPS MORT

Les muons du halo provenant de la désintégration des π durant le transport jusqu'aux cibles, sont tués par un signal d'anti-coïncidence venant de plusieurs scintillateurs placés en amont de l'expérience, le long du faisceau.

Enfin, un signal de temps mort interdisant que deux pretriggers soient rapprochés de moins de 200 ns, temps nécessaire à la matrice de décision de fonctionner, complète le pretrigger.

Il s'écrit alors schématiquement :

PT = (T3 x T2) maj. x $\overline{\text{HALO}}$ x T1 x Temps mort

Le taux de comptage typique est alors de l'ordre de 5.10^4 par seconde. Ce signal pretrigger va geler l'information des chambres CP2, M1 et M2 utilisées par le trigger et déclencher la matrice de décision. Il commande aussi la mise en réserve des informations des chambres proportionnelles.

2 - 2.3. LE TRIGGER

2 - 2.3.1. LA MATRICE DE DÉCISION

Comme il a déjà été mentionné, le but de la matrice est de sélectionner les traces à grands moments transverses. En fait, la matrice va sélectionner les moments transverses verticaux. Pour comprendre son principe, il suffit de faire le petit calcul suivant.

Considérons une trace provenant de la cible ($x = y = z = o$) d'angles $\theta_x = \frac{x}{z}$ et $\theta_y = \frac{y}{z}$. En supposant le champ parfaitement vertical, la trajectoire de la particule devient .

$$x = z \operatorname{tg}\theta_x + (z - z_o)\frac{eB}{p}$$

$$y = z \operatorname{tg}\theta_y$$

z_o = Centre de l'aimant

B = Intégrale du champ

e = Charge de la particule

p = Impulsion de la particule

L'angle azimutal est alors donné par .

$$\operatorname{tg}\phi = \frac{x}{y} = \frac{\operatorname{tg}\theta_x}{\operatorname{tg}\theta_y} + \frac{(z - z_o)}{z} \cdot \frac{eB}{p \operatorname{tg}\theta_y}$$

Si l'on mesure l'angle ϕ à deux endroits différents (z_1, z_2), on obtient :

$$\operatorname{tg}\phi_2 - \operatorname{tg}\phi_1 = eB\left(\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2}\right) z_o \cdot \frac{1}{p \operatorname{tg}\theta_y}$$

ou $p \operatorname{tg}\theta_y$ est sensiblement la composante transverse verticale de l'impulsion.

La relation fondamentale s'écrit simplement

$$\operatorname{tg}\phi_2 - \operatorname{tg}\phi_1 = K \cdot \frac{1}{p_t}$$

Les chambres M_2 et M_1 doivent donc mesurer $\operatorname{tg}\phi_2$, et $\operatorname{tg}\phi_1$ respectivement.

Le principe est alors de définir 20 routes pointant vers la cible, chaque bande de M1 et M2 étant partagée en damiers correspondants à des zones en $\operatorname{tg}\phi$. L'indication des numéros de damiers touchés donne alors une estimation de $\operatorname{tg}\phi_1$ et $\operatorname{tg}\phi_2$

Pour chaque particule, on calcule la différence des numéros touchés dans les bandes correspondantes de M1 et M2, et on a directement une estimation du p_t^v :

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{K'}{P_t^v}$$

Ces valeurs ΔN sont alors utilisées comme adresse d'une mémoire rapide qui contient 0 ou 1 (0 si le ΔN est trop grand, donc le p_t^v trop faible, et 1 dans le cas contraire). Le contenu de la mémoire servira alors de signal de trigger. Une logique que je ne détaillerai pas ici (23) permet d'avoir 4 conditions de trigger.

Dans cette expérience, deux ont été utilisées :

- $\Delta N \leqslant 7$ correspondant à un $p_t^v \geqslant 0.7$ GeV/c
- $\Delta N \leqslant 5$ correspondant à un $p_t^v \geqslant 1.$ GeV/c

2 - 2.3.2. LE TRIGGER 1

On demande deux muons (T3 x T2) x CP2 non adjacents dont l'un possède un $p_t^v \geqslant 1$ GeV/c. ($\Delta N \leqslant 5$).

* - Le (T3 x T2) x CP2 non adjacents :

On a vu que du fait de la diffusion multiple dans le mur de fer, il était nécessaire d'introduire un flou entre T3 x T2. Il s'ensuit alors, une moins bonne définition des routes pointant vers la cible, d'où une contamination plus grande des muons du halo.

Pour y remédier, il a été introduit une nouvelle coïncidence avec des fils horizontaux de la chambre CP2, regroupés en bandes.

Une trajectoire est ainsi définie par une triple coïncidence : T3 x T2 x CP2.

Comme ce trigger ne fait de coupure en p_t^v que sur l'un des deux muons, il est nécessaire pour réduire le nombre de mauvais événements dimuons sélectionnés, d'exiger que les deux traces soient non adjacentes. Une logique T3 x T2 x CP2 non adjacentes a donc été ajoutée et est conçue de la façon suivante : (Figure 2-7).

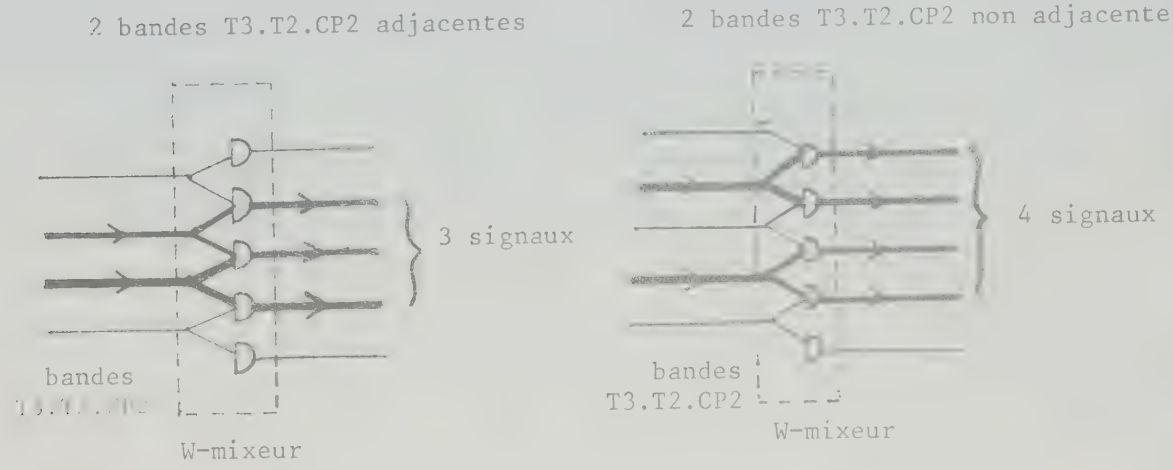


Figure 2 - 8

La logique des deux muons non adjacents s'effectue à l'aide d'un circuit majoritaire $\geqslant 4$ placé après le W mixeur.

Remarquons que l'on aurait pu choisir une logique plus simple, en utilisant un W-mixeur "et". Dans ce cas, si deux routes sont adjacentes, un signal est délivré, qu'il suffit alors de mettre en anti-coïncidence. L'inconvénient est alors que l'on tue les événements où deux muons ne sont pas adjacents, mais ou une des routes correspondantes à une bande voisine a répondu, soit à cause d'un bruit de fond, soit à cause d'une gerbe électromagnétique touchant deux lattes d'hodoscopes.

* - Le (T3 x T2). matrice $\leqslant 5$:

La coupure en p_t^v sur l'une des traces s'effectue en demandant à la matrice au moins un $\Delta N \leqslant 5$, sur l'une des routes définies par T3 x T2.

Remarque : Le bruit de fond (muons du halo), étant plus important dans la partie basse de l'appareillage, les données à haut flux, 150 GeV/c et 280 GeV/c ont été prises avec une condition supplémentaire : au moins une des routes T3 x T2 x CP2 doit se trouver dans la partie haute de l'expérience.

2 - 2.3.3. LE TRIGGER 2

On demande deux muons dans la matrice, dont l'un au moins, est signé par T3 x T2 x CP2. La condition demandée dans la matrice, moins sévère que le trigger 1 est : un $\Delta N \leqslant 7$ pour chaque trace, ce qui correspond à une coupure sur le p_t^v de l'ordre de 0.7 GeV/c.

2 - 2.3.4. LE TRIGGER FINAL

Aux deux triggers décrits précédemment, on ajoute un "antioverflow" dont le but est de rejeter les événements trop "épais". Afin d'analyser les événements rejetés par "l'antioverflow", on en met un sur bande une fois sur dix en supprimant cette condition. On a pu ainsi vérifier qu'une telle coupure fait perdre uniquement 1 % des ψ .

Le trigger final est alors un "ou" du trigger 1 et du trigger 2, et s'écrit formellement :

$$Tr = TR1 + TR2$$

$$TR1 = (\text{matrice } \Delta \leqslant 5)^1 \times (T2 \times T3 \times CP2)^2_{\text{non adj.}} \times \overline{OVFL} \times \text{Pretrig}$$

$$TR2 = (\text{matrice } \Delta \leqslant 7)^2 \times (T3 \times T2 \times CP2)^1 \times \overline{OVFL} \times \text{Pretrig.}$$

Ce signal du trigger vient alors déclencher l'acquisition du calculateur et la mise sur bandes.

Le taux typique de trigger pour un flux de 2 à 5.10^7 particules par seconde est de l'ordre de 30 à 60 par cycle, se répartissant de la façon suivante : 55 % de trigger 1 seul
5 % de trigger 2 seul
40 % de trigger 1 et 2

CHAPITRE 3

LES PROGRAMMES D'ANALYSE

Les programmes d'analyse utilisés dans cette expérience peuvent être classés en deux catégories :

1/ Les programmes de reconstruction géométrique (PATREC) et de calcul des variables cinématiques (NA3DST).

2/ Les programmes de simulation NA3ACCEPT et GEANT. Le premier, spécifique à l'expérience dimuons, présente l'avantage d'être très rapide, ce qui est fondamental pour l'analyse des événements Drell-Yan à grande statistique, où la précision sur l'acceptance doit être bonne. GEANT, par contre, beaucoup plus lent, est plus facilement adaptable à l'étude des multiparticules. Dans ce chapitre, je ne parlerai que de GEANT, puisqu'il a été le seul utilisé dans l'analyse des données multimuons.

3 - 1. / RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE (PATREC)

Ce programme a comme rôle principal d'identifier toutes les traces qui sont sorties de l'absorbeur. Il procède essentiellement en trois étapes :

- Reconstruction dans l'espace de toutes les traces en partant des chambres arrières. Les traces sont d'abord reconstruites à l'arrière parce que ce sont des traces droites, du fait de l'absence de champ magnétique et parce que la multiplicité dans ces chambres est plus faible que dans les chambres avant l'aimant.

- Poursuite de ces traces dans l'aimant et dans la partie avant du spectromètre.

- Calcul des paramètres cinématiques des traces avec l'identification des muons et recherche d'un vertex.

3 - 1.1. CONSTRUCTION DES TRACES ARRIERES

Ces traces droites, sont recherchées à partir des chambres proportionnelles CP3 à CP6. En utilisant les plans extrêmes de CP3 et CP6, on détermine les projections en X et Y de toutes les traces possibles. Puis, on confirme toutes ces différentes traces par les plans X et Y des autres chambres (7 plans X et 4 plans Y) en tolérant trois plans inefficaces en X et deux en Y.

Les différentes projections ainsi déterminées servent à construire des traces droites dans l'espace qui sont validées par les plans obliques U et V, en tolérant deux plans inefficaces sur les quatre.

Il n'est pas encore possible à ce niveau de déterminer à l'aide de l'hodoscope T3, placé derrière le mur de fer, quelles traces sont des muons, car il est nécessaire, pour effectuer cette sélection, de tenir compte de la diffusion multiple dans le mur de fer, donc de connaître l'impulsion de chacune des traces.

3 - 1.2. PROLONGATION VERS L'AVANT

En supposant que la trace provienne de la cible de platine, on prévoit approximativement sa position dans la chambre CP2 située au milieu de l'aimant, avec des tolérances plus faibles en Y qu'en X du fait du balayage en X des particules par l'aimant. Comme la chambre CP2 supporte un flux plus intense que les chambres arrières, il est nécessaire pour réduire le nombre de fausses constructions obtenues par cette méthode, d'exiger que la trace soit confirmée par un plan X, un plan Y et un plan incliné dans CP2. La prédiction dans les chambres CPØ et CP1 avant l'aimant est alors beaucoup plus sûre. On a donc ainsi pour chaque trace, un segment de droite à l'arrière, un segment de droite à l'avant et un point dans CP2. (Fig. 3-1). Il est alors possible de calculer l'impulsion de la particule correspondante.

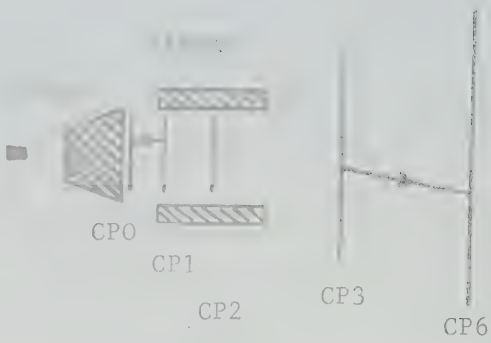


Figure 3 - 1

Reconstruction avant-arrière

3 - 1.3. IDENTIFICATION DES MUONS ET MESURES DE LEUR IMPULSION

Du fait du grand nombre d'événements à traiter, le calcul de l'impulsion de chaque trace ne se fait pas en utilisant la carte du champ mesuré, mais, en employant une méthode dite des "composantes principales" (25) beaucoup plus rapide pour une précision comparable et qui nous a fait gagner un facteur deux sur le temps de traitement de chaque événement.

Cette méthode consiste à déterminer par "Monté-Carlo" et une bonne fois pour toutes, un jeu de fonctions donnant à partir de variables simples, une estimation de l'impulsion. Une des variables est par exemple la distance entre l'impact de la trace dans la chambre CPØ et sa prolongation à partir des chambres arrières.

La résolution obtenue par une telle méthode est de l'ordre de $\Delta P/P^2 = 6,3.10^{-4}$ $(GeV/c)^{-1}$.

Ayant déterminé ainsi l'impulsion de chaque trace, on contrôle que la latte correspondante de l'hodoscope T3 placé derrière le mur de fer a répondu. Si ce n'est pas le cas, il faut alors tenir compte de la diffusion multiple dans le mur de fer, en allant regarder les lattes voisines, si elles ne sont pas à plus de trois écarts-type de l'impact calculé. (D'où la nécessité de connaître l'impulsion de toutes les traces).

Si l'hodoscope T3 a répondu, la trace correspondante est alors définie comme étant celle d'un muon.

Remarquons d'ores et déjà, que si une particule autre qu'un muon, pointe vers la même latte de l'hodoscope T3 qu'un vrai muon, elle sera à son tour identifiée comme muon, puisqu'elle aura reçu une confirmation du T3. Ce problème sera discuté ultérieurement, lors de l'étude des diverses contaminations aux événements trimuons.

La totalité de ce programme a été testée visuellement, événement par événement, à partir des enregistrements des chambres. Le nombre de bonnes traces rejetées par les diverses coupures n'excède pas 2 %.

Tous les événements reconnus par ce programme comme dimuons ou multimuons sont alors mis sur bandes magnétiques, sous forme de DST, pour être ensuite traités par le programme "NA3DST".

3 - 2. / PROGRAMME DE DST APPLIQUE AUX EVENEMENTS MULTIMUONS

Le rôle essentiel de ce programme est d'identifier les vrais événements tri ou quadrimuons, à partir de toutes les traces reconstruites par PATREC. Comme nous le verrons par la suite, le lot d'événements multimuons est dû en grande partie à des événements parasites. Ces événements parasites peuvent être dûs, soit à un empilement de deux événements, soit à une réinteraction donnant lieu à des événements de haute multiplicité. Il convient donc d'opérer une sélection soigneuse, pour ne conserver que les "vrais" événements multimuons, c'est à dire ceux pour lesquels les trois ou quatre muons proviennent d'une même interaction.

Le trigger étant spécifiquement conçu pour sélectionner les événements dimuons, il présente un certain nombre de carences pour sélectionner les événements multimuons. En effet, les conditions du trigger s'appliquent à deux muons au plus. Les muons supplémentaires, s'ils existent, ne font l'objet d'aucune sélection particulière, hormis le fait d'être vus dans l'hodoscope T3.

Les principales difficultés sont les suivantes

. Dans la majorité des cas (80 à 90 %) le troisième muon ne contribue pas au trigger. Ce qui signifie que l'angle entre la trace du troisième muon et le faisceau est faible. Il est alors difficile d'affirmer que ce muon provient bien du même vertex que la paire de muons, puisque la diffusion multiple dans l'absorbeur va dégrader la résolution. Si l'on suppose une première interaction dans la cible de platine, donnant lieu à une paire de muons, puis une réinteraction dans l'absorbeur donnant à son tour un muon, cet événement particulier sera alors vu comme un événement trimuon provenant de la cible de platine.

. Le troisième muon ne pointe pas nécessairement sur la cible puisqu'on n'exige pas au niveau du trigger une "route" T3 x CP2. Le troisième muon a donc une probabilité assez grande d'être un muon du halo.

. La logique "(T3 x T2 x CP2) non adjacent" (2-2.3.2.), n'a plus de sens pour un événement à trois muons ou plus. En effet, pour trois traces ou plus, il y a toujours au moins quatre signaux délivrés par le "W mixeur" ce qui rend le circuit majoritaire "supérieur où égal à quatre" complètement inopérant. (Figure 3-2).

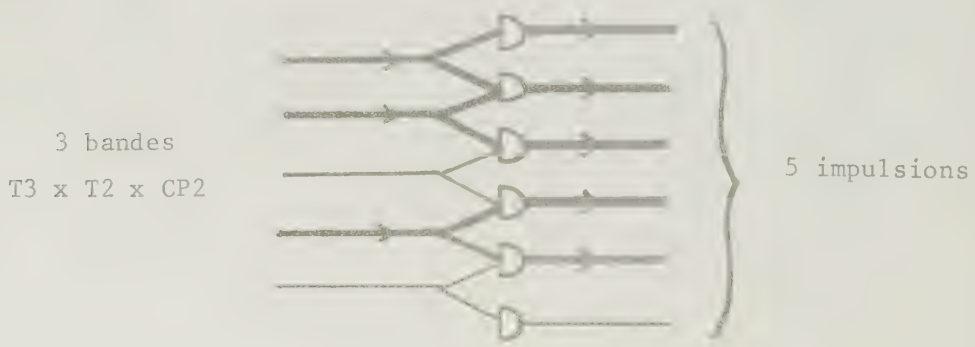


Figure 3 - 2
Trois muons dans T3 x T2 x CP2

. Le fait de travailler à haut flux (3.10^7 particules par seconde) favorise considérablement l'empilement d'événements.

Le but principal du programme DST-multimuons est donc de rejeter toutes ces contaminations, quitte parfois à perdre une partie des bons événements. Cinq coupures sont opérées dans ce programme. Nous les présentons non pas par ordre d'importance, mais par ordre logique d'intervention dans le programme.

3 - 2.1. COUPURE DU HALO

Bien que dans le trigger, un hodoscope tue les événements accompagnés d'un muon du halo, certains d'entre eux ne sont pas vus par cet hodoscope puisqu'il ne couvre pas le faisceau et son voisinage immédiat.

Les muons du halo sont dus à une désintégration des pions pendant leur transport entre la cible primaire et les cibles de notre expérience (environ 500 mètres). Cette contamination n'est pas négligeable comme le montre le calcul suivant :

En effet, pour un faisceau de pions de 150 GeV/c, la longueur moyenne de désintégration vaut : $\lambda = \frac{E}{m} \cdot c = \frac{150}{0.139} \cdot 780 \text{ (cm)} = 8.4\ 10^5 \text{ cm}$

La probabilité pour un pion de se désintégrer pendant les 500 mètres de son transport est de :

$$1 - \exp\left(-\frac{500}{8400}\right) = 6\ \%$$

Ces muons du halo ont la particularité d'avoir une grande impulsion longitudinale et un faible angle par rapport à la direction du faisceau. L'étude de leurs caractéristiques cinématiques est faite en comparant les "bons" événements dimuons et les "mauvais" (les mauvais dimuons sont ceux qui n'ont pas satisfait aux coupures telles que coupures fiducielles, vertex bien reconstruit dans une cible).

Si l'on trace les diagrammes de corrélation en (P,θ) de ces deux lots d'événements, on constate que pour les bons événements dimuons, une zone à grande impulsion et faible angle est dépeuplée. (Fig. 3 - 3).

Mauvais événements dimuons à 150 GeV/c

Bons événements dimuons à 150 GeV/c

Figures 3 - 3

Cette zone correspond aux caractéristiques des muons du halo. On en déduit alors deux sortes de coupures :

- Si l'impulsion d'une trace est supérieure à 3/4 fois l'impulsion du faisceau incident, la trace est rejetée.

- Si l'impulsion d'une trace est supérieure à 1/2 fois l'impulsion du faisceau et si son angle avec le faisceau est inférieur à 20 mrad, la trace est rejetée.

Pour les π^- à 280 GeV/$_c$ cette sélection sur les muons du halo a rejeté 6 % des événements.

3 - 2.2. ELIMINATION DES FANTOMES

On appelle fantômes les événements pour lesquels deux traces sont reconstruites par PATREC, soit à partir de fils très voisins dans les chambres, soit même parfois à partir des mêmes fils. Ces deux traces très colinéaires ne sont en fait qu'une seule.

Pour mettre en évidence ces mauvaises reconstructions, il suffit de regarder la différence d'impacts des deux traces dans les plans X et Y des chambres arrières, par exemple CP3 et [illegible]. On constate qu'effectivement il existe certaines traces dont les impacts sont séparés de moins de 4 mm. Cette coupure s'effectuera donc en demandant que les distances en Y de deux traces dans CP3 et dans CP6 soient respectivement supérieures à 4 mm et 6 mm. Une coupure identique est également réalisée sur les projections en X des traces. Cette mauvaise reconstruction se produit dans environ 4 % des événements.

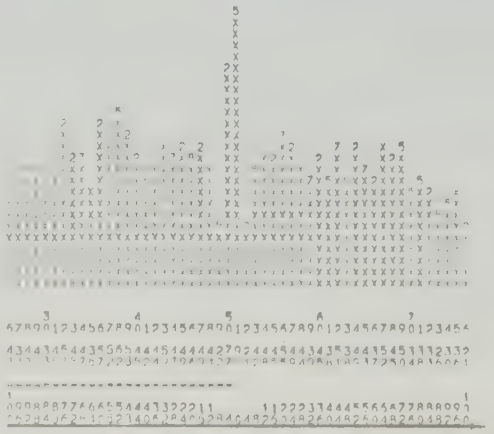


Figure 3 - 4

Différences d'impacts en projection Y dans CP3

3 - 2.3. CONSTRUCTION D'UN VERTEX A DEUX MUONS

Ayant ainsi éliminé les traces qui ne proviennent pas d'une interaction dans les cibles ((halo et fantômes), il est nécessaire de définir ce que l'on appelle un événement multimuons. Deux approches peuvent être envisagées : soit on cherche à étudier globalement la production de multimuons, provenant par exemple d'une première interaction puis d'une réinteraction ; auquel cas on exige seulement que les muons proviennent d'une cible, qui peut ne pas être la même pour chaque trace.

Soit on cherche à étudier spécifiquement la production de multimuons provenant d'une seule interaction. Dans ce cas, on exige que toutes les traces proviennent du même vertex. C'est cette seconde approche qui est choisie, étant donné l'intérêt physique plus grand qu'elle présente.

Pour déterminer si les trois ou quatre muons d'un événement proviennent d'un même vertex, deux méthodes sont envisageables : soit on cherche à calculer directement un vertex multiparticules en minimisant la distance d'approche de toutes les traces, soit on détermine un vertex dimuons qui sert de référence pour éliminer les traces incompatibles. La deuxième méthode est utilisée pour la simple raison que tous les programmes d'analyse pré-existants ont été mis au point pour les événements dimuons, et sont donc de cette façon directement utilisables. De plus, comme les événements multimuons sont en grande partie dus à un vrai événement dimuon accompagné, soit d'un muon fortuit, soit d'un muon de réinteraction, il est logique de chercher d'abord à isoler le vrai événement dimuon.

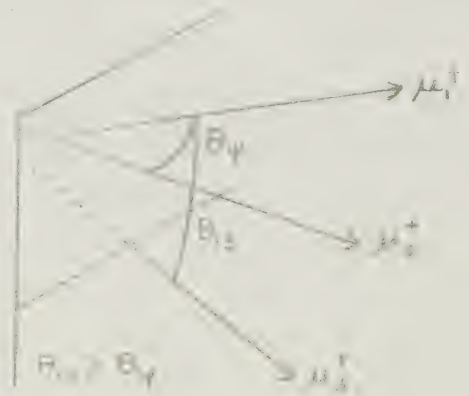
Le problème est donc tout d'abord de choisir deux traces, parmi les trois ou quatre de chaque événement, qui "définiront" l'événement physique.

Dans ce but, deux méthodes ont été étudiées :

3 - 2.3.1. METHODE DU PLUS GRAND ANGLE

Elle s'appuie sur l'idée simple que plus l'angle entre deux muons est grand, plus la précision sur le vertex reconstruit sera bonne. Cette méthode purement géométrique peut sembler à priori la meilleure pour le choix de deux traces de référence. Elle présente pourtant deux défauts majeurs :

* . Dans le cas d'un événement $\psi\mu$, pour lequel le ψ est créé dans la partie haute de l'appareillage et le troisième muon, simple bruit de fond, est situé dans la partie basse de l'appareillage,



cette méthode aura tendance à favoriser le muon le plus haut du psi et le troisième muon pour reconstruire ce vertex. (Figure 3-5). Ces deux muons sont donc incorrectement choisit pour définir l'événement physique.

. Cette méthode ne tient pas compte des erreurs dûes à la diffusion multiple des muons dans l'absorbeur.

La Figure 3-6 montre un spectre en masse obtenu avec les deux muons extrêmes. On constate que le pic du psi n'est pas correctement centré. Ces muons extrêmes sont donc mal choisit pour déterminer l'événement.

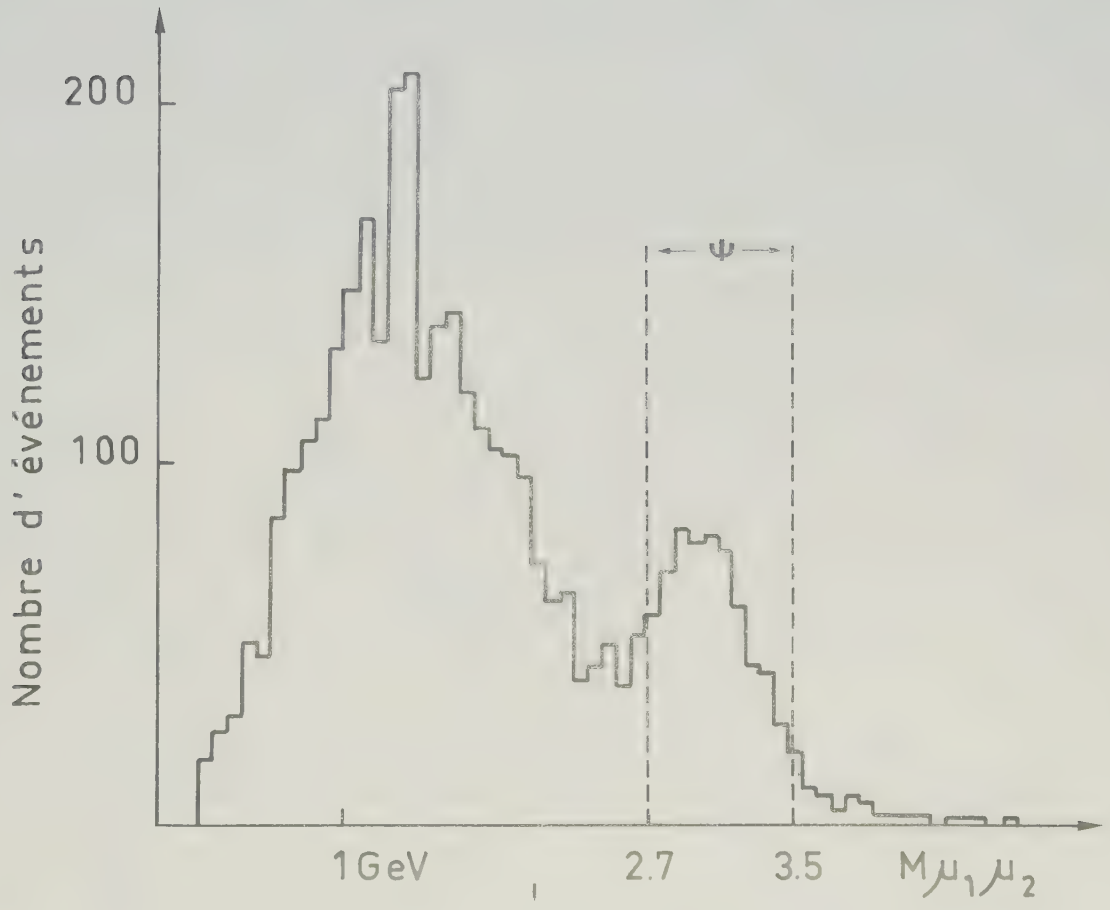


Figure 3 - 6

Spectre en masse des deux muons extrêmes

3 - 2.3.2. METHODE DE MINIMISATION DE L'ERREUR

Cette méthode consiste à contruire tous les vertex à deux muons possibles et à prendre comme vertex de référence celui qui a la plus petite erreur. L'erreur est calculée de la façon suivante :

Une particule chargée traversant un matériau de longueur L et de longueur d'interaction L_r, subit un grand nombre d'interactions coulombiennes. Ceci induit un déplacement latéral d et angulaire θ sur sa direction.

Ces déplacements latéraux et angulaires ont une répartition approximativement gaussienne de valeur moyenne 0 et d'écart-type :

$$\sigma_d = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot L \cdot \frac{0.015}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_r}} \qquad \sigma_\theta = \frac{0.015}{P\beta} \cdot \sqrt{\frac{L}{L_r}}$$

Ces deux variables n'étant pas indépendantes, il est plus simple de calculer l'erreur à l'abscisse z en se référenssant au plan ou la covariante est nulle. On peut montrer que ce plan se trouve au milieu du matériau considéré. En prenant ce plan comme origine, l'écart-type à l'abscisse z est :

$$\sigma_d^2(z) = \sigma_d^2(0) + z^2 \sigma_\theta^2$$

avec

$$\sigma_d(0) = \frac{1}{\sqrt{12}} L \sigma_\theta$$

$$\sigma_\theta = \frac{0.015}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_r}}$$

Ayant ainsi trois traces, le faisceau et les deux muons, on cherche par un test de χ^2 le point z_v de plus grande approche, compte-tenu des erreurs sur chaque trace, puis on détermine σ_x^v , σ_y^v , σ_z^v qui sont respectivement les erreurs en X, Y et Z sur ce vertex reconstruit.

Rappelons que le faisceau est centré sur la cible de platine et à une dispersion spatiale de l'ordre de 2 mm.

Le vertex de référence est alors celui qui a le plus petit σ_v .

$$\sigma_v^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2$$

Ce vertex ne doit, en outre, pas être situé à plus de 30 cm en amont de la cible de platine, ni à plus de 40 cm après le début de l'absorbeur, sinon l'événement est rejeté.
La Figure (3-7) montre le spectre de masse des dimuons ainsi sélectionnés.

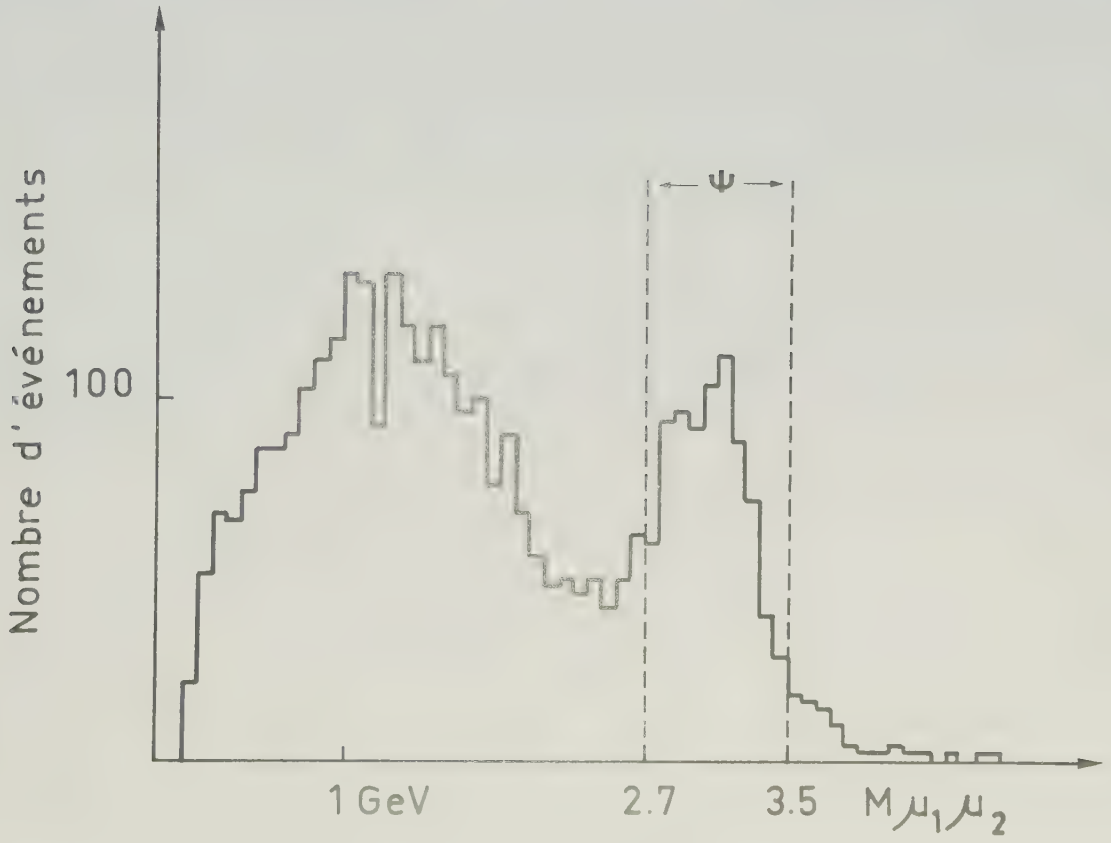


Figure 3 - 7

Spectre en masse des deux muons de référence

En comparant les deux spectres en masse pour ces deux méthodes, on constate deux choses :

- La méthode du plus grand angle (Figure 3-6) déplace sensiblement le pic du psi vers les basses masses. Cela se comprend si on exprime la masse carrée de la paire de dimuons (2-2.1.) et si on se souvient (paragraphe précédent) que cette méthode dans certains cas construit le vertex de référence avec un muon du psi et le troisième muon.
Ce troisième muon a une impulsion moyenne de 11 GeV/c alors que l'impulsion moyenne des muons du psi est de 23 GeV/c.

$$M_{\mu\mu}^2 = 4 P_{\mu_1} \cdot P_{\mu_3} \sin^2 \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2}$$

Donc, choisir une trace de plus faible impulsion, favorise les masses plus faibles. Cela montre que cette méthode n'est pas satisfaisante.

- Par contre, la méthode de minimisation de l'erreur (Figure 3-7), donne un spectre de masse très semblable à celui obtenu à partir des événements dimuons. Cela est plus satisfaisant puisque la majorité des événements trimuons proviennent d'une contamination des événements dimuons par un muon parasite. Le spectre de masse identique prouve que cette méthode sélectionne bien deux muons provenant soit d'une résonance, soit du mécanisme de Drell-Yan. Le pourcentage de psis trouvés par cette méthode est de 29 % contre 22 % pour l'autre méthode.
Pour les événements dimuons, le pourcentage de ψ est de 35 %.

C'est donc cette méthode de minimisation de l'erreur que l'on utilise pour définir le vertex de référence. Le pourcentage d'événements rejetés, du fait que le vertex doit être dans la zone des cibles est de 8 %.

La Figure 3-8 montre la résolution en z du vertex obtenu avec ces deux muons de référence pour les événements $\psi\mu$.

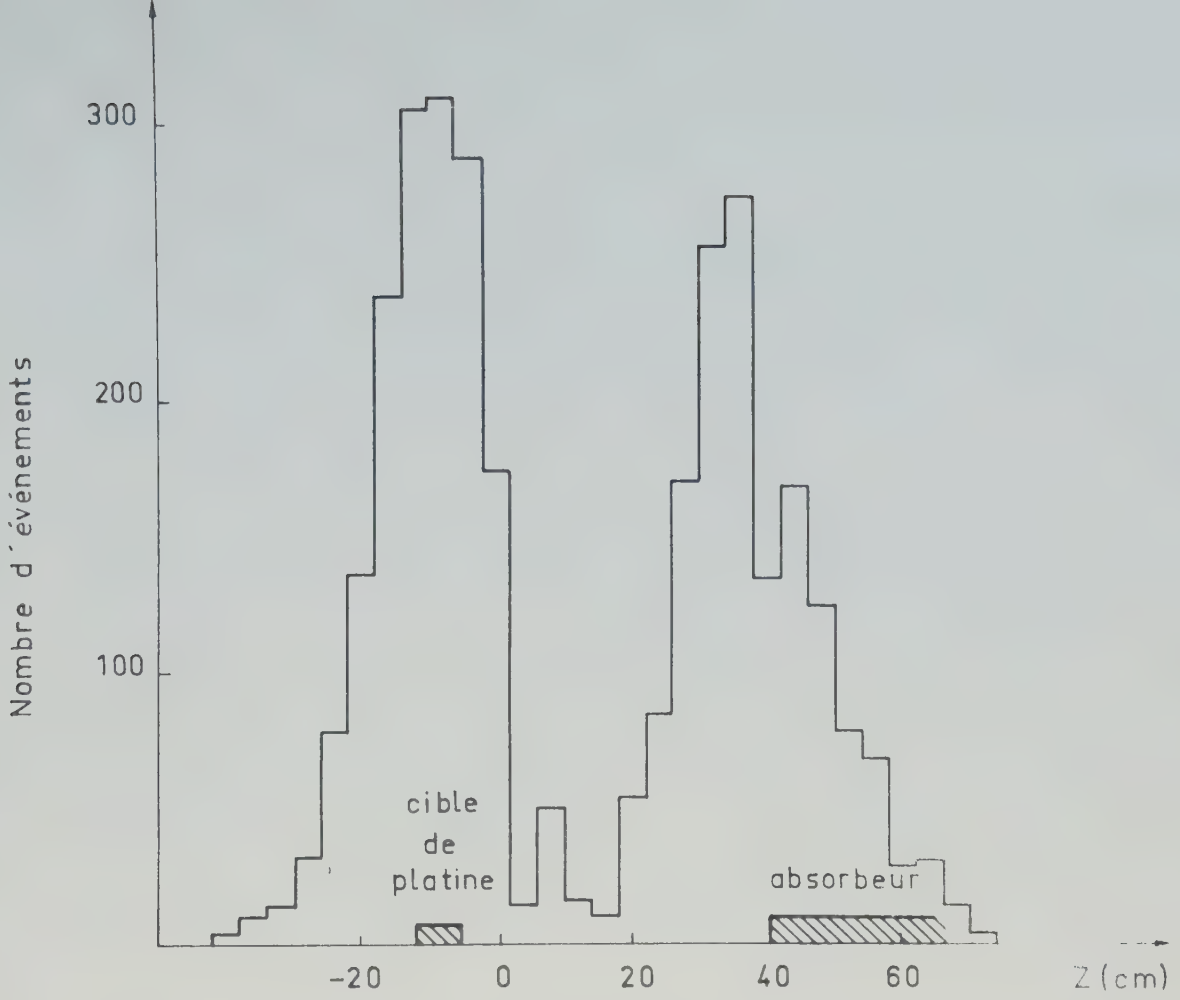


Figure 3 - 8

3 - 2.4. ELIMINATION DES MAUVAISES TRACES

Ayant défini l'événement physique à deux muons, il est nécessaire maintenant de déterminer si les muons supplémentaires sont compatibles avec le vertex de base. La méthode utilisée est connue sous le nom de "probabilité du chi carré", et se résume de la façon suivante :

Supposons une variable aléatoire X, ayant une distribution de probabilité P (X).

Soit Y, une autre variable définie par $Y = f(X)$.

Sa distribution en probabilité, Q (Y), est définie par :

$$Q(Y)\,dY = P(X)\,dX$$

d'où

$$Q(Y) = P(X)\,\frac{dX}{dY} = \frac{P(X)}{f'(X)} \qquad [9]$$

Appliquons ce résultat au chi carré d'un lot d'événements

Sa distribution en probabilité est : (26)

$$Q(\chi^2) = \frac{1}{2^h \Gamma(h)} \cdot (\chi^2)^{h-1} \cdot e^{-\chi^2/2} \qquad [10]$$

où 2 h est le nombre de degrés de liberté.

Définissons comme nouvelle variable la "probabilité" du chi carré.

$$Y(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{+\infty} Q(\chi^2)\, d\chi^2 \qquad [11]$$

La distribution en probabilité de y est alors [9] :

$$Q(Y) = \left| \frac{Q(\chi^2)}{\frac{d}{d\chi^2} \int_{\chi^2}^{+\infty} Q(\chi^2)\, d\chi^2} \right| = \text{constante}$$

La distribution en probabilité de la "probabilité du chi carré" d'un lot d'événements dont l'erreur n'est que statistique, doit donc être plate. Le chi carré d'un mauvais événement doit être grand, donc la probabilité du chi carré faible. On s'attend donc, si le calcul de l'erreur statistique est correct, à trouver une distribution plate, avec un pic important pour les faibles probabilités de chi carré, correspondant à des identifications incorrectes.

Le calcul du chi carré de l'événement s'effectue de la façon suivante : connaissant le vertex de base défini par les deux muons de référence, on calcule la distance entre le troisième muon et le vertex de référence dans le plan perpendiculaire au faisceau et contenant ce vertex. (Fig.3-9).

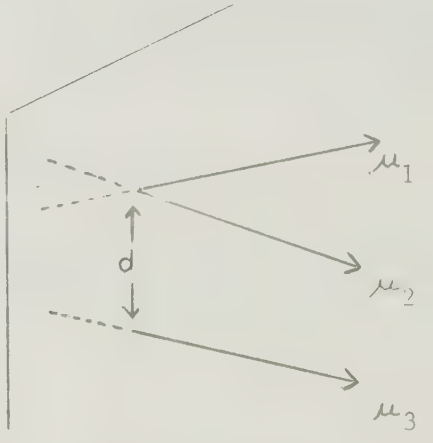


Figure 3 - 9

L'erreur est prise égale à la somme quadratique de l'erreur sur le vertex initial et de l'erreur sur la troisième trace due à la diffusion multiple dans l'absorbeur, l'erreur sur cette trace étant calculée comme indiquée au paragraphe précédent. Notons qu'étant donnée la configuration spéciale de l'absorbeur, l'erreur sur cette trace peut être très grande. En effet, cette troisième trace a en général un faible angle d'émission dans le laboratoire. Elle peut donc passer dans la partie centrale de l'absorbeur qui est en tungstène et avoir une diffusion multiple beaucoup plus importante que si elle passait dans le fer. (Fig. 3 - 10).

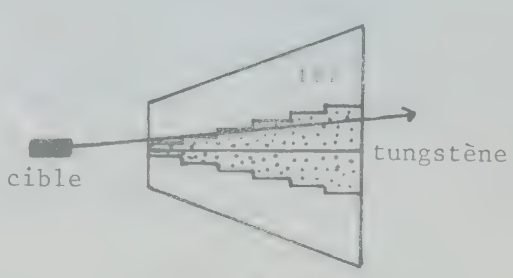


Figure 3 - 10

Coupe de l'absorbeur

Le chi carré s'écrit alors simplement :

$$\chi^2 = \frac{d^2}{\sigma^2} \quad \text{avec} \quad \sigma^2 = \sigma^2_{\text{vertex}} + \sigma^2_{\mu_3}$$

Il reste alors à déterminer la probabilité du chi carré à l'aide des formules [10] et [11]. Un tel chi carré possède deux degrés de liberté. En effet, dans le plan contenant le vertex (Figure 3-9), la distance "d" s'écrit : $d^2 = (x - x_o)^2 + (y - y_o)^2$ où (x_o, y_o) sont les coordonnées du vertex initial. Les seuls paramètres libres sont les coordonnées (x, y) du point d'impact de la troisième trace.

La Figure 3-11 représente la probabilité du chi carré, calculée comme il est indiqué ci-dessus, pour un lot d'événements trimuons. On constate clairement que cette distribution est plate, donc que l'erreur est bien calculée. Une trace est dite compatible avec le vertex initial si la probabilité de son chi carré est supérieure à 0.05. Cette coupure rejette 22 % des événements trimuons.

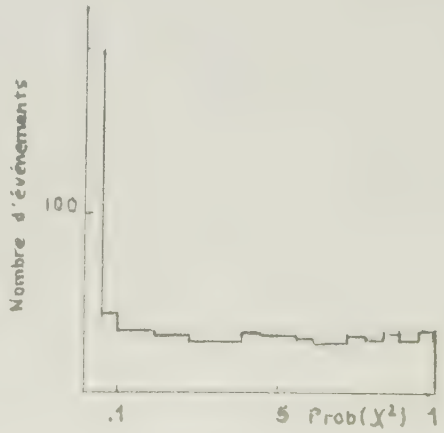


Figure 3 - 11

3 - 2.5. COUPURE EN TEMPS

Une contamination importante de ces événements multimuons provient de l'empilement, soit de deux événements dimuons, soit d'un événement dimuon et d'un muon provenant d'une simple désintégration de pions. Cette contamination sera d'autant plus forte que le flux incident sur les cibles sera grand.

Le temps pendant lequel deux événements sont vus par le trigger comme un seul, est défini uniquement par la largeur des signaux de l'hodoscope T3, qui identifie les muons.

Vu la longueur des bandes de l'hodoscope T3 (6 m), le temps d'arrivée d'un signal sur le photomultiplicateur varie beaucoup suivant le point d'impact du muon dans une latte. Ce temps dépend de la vitesse de propagation de la lumière dans la bande d'hodoscope et de la distance à parcourir par le signal jusqu'au photomultiplicateur. Il a donc été nécessaire d'utiliser sur le T3, des signaux assez larges de l'ordre de 40 nanosecondes.

Cela signifie que deux muons arrivant dans un intervalle de temps de 40 nanosecondes, sont vus comme issus d'une même interaction.

Pour les événements dimuons, cela ne représente pas une importante contamination. Les deux raisons principales sont :

- Le trigger sélectionne les événements qui ont une impulsion transverse suffisante (3-2). Or, les événements fortuits ont une impulsion transverse moyenne de l'ordre de 300 MeV. Ils seront donc tués par le trigger.

- La probabilité que deux muons fortuits aient une masse invariante élevée (par exemple, au-dessus de la masse du psi) est faible.

La contamination est importante pour les événements trimuons, car le troisième muon ne subit aucune sélection au niveau du trigger. En effet, comme on le verra au Chapitre 5, moins de 10 % des muons accompagnant un psi contribuent au trigger. Il suffit donc que le troisième muon soit vu dans l'hodoscope T3 pour être sur la DST.

Cette contamination n'est pas négligeable, puisqu'avec un flux de l'ordre de 4.10^7 particules par seconde, la probabilité d'avoir au moins deux particules incidentes sur les cibles pendant 40 nanosecondes est : $P = 1 - P(0) = 1\ e^{-1.6} = 80\ \%$.

Il est clair que cette coupure en temps est déterminante pour sélectionner les vrais événements multimuons des événements fortuits.

3 - 2.5.1. DESCRIPTION GENERALE DU GAMMA1

Nous utilisons pour la mesure en temps l'hodoscope GAMMA1. Celui-ci est une partie du calorimètre à électrons prévue pour une version ouverte de l'expérience. Il est placé juste après la chambre M2 et avant le mur de fer. Ce calorimètre est constitué de trois hodoscopes γ_1, γ_2 et γ_3. (27).

L'hodoscope GAMMA1 comprend deux parties : la partie haute et la partie basse ; chaque partie étant découpée en vingt bandes horizontales de cinq mètres de longueur, regardées aux deux extrémités par un photomultiplicateur. L'impulsion du scintillateur est envoyée sur un TDC (Convertisseur Digital du Temps).

Remarquons tout de suite que l'acceptance à l'avant du GAMMA1 est beaucoup plus faible que celle de l'hodoscope T3.

En effet, l'ouverture angulaire du trou central du T3 est de 7 mrad, alors que celle du calorimètre est de 22 mrad. Utiliser le GAMMA1, pour avoir une mesure du temps de passage des particules, va diminuer l'acceptance aux muons de faible p_t.

Pour les événements $\psi\prime$, l'utilisation du GAMMA1 affectera peu l'acceptance au ψ puisqu'il suffit que l'un au moins de ses muons soit dans le GAMMA1 pour avoir son temps de passage. Par contre, pour le muon qui l'accompagne, cette diminution de l'acceptance nous fait perdre environ 30 % des événements. Réduire ainsi de 30 % la statistique peut paraître excessivement prudent, étant donné le peu d'événements à analyser.

En fait, on s'attend dans le trou central, à avoir surtout des muons du halo ainsi que des muons provenant d'une simple désintégration de pions. En effet, ces muons sont surtout caractérisés par une faible impulsion transverse. Leur angle d'émission dans le laboratoire est donc faible. On s'attend donc dans ces 30 % rejetés, à avoir surtout des mauvais événements.

Cette diminution de 30 % de la statistique est aggravée par une inefficacité de 30 % du GAMMA1. Les raisons de cette inefficacité importante sont les suivantes :

- Comme on le verra dans le paragraphe suivant, on utilise les deux TDC, droite et gauche de chaque bande pour déterminer le temps de passage de chaque particule. Or, principalement dans la partie haute du GAMMA1, certaines bandes ont l'un des photomultiplicateurs inefficaces. (cette inefficacité pouvant aller jusqu'à 40 %). Les muons n'ayant pas donné deux comptages TDC sont rejetés. Ceci conduit à une inefficacité moyenne de 12 %.

Cette inefficacité non uniforme dans tout l'appareillage, ne présente pas d'inconvénients lorsqu'on fera l'étude comparative des distributions pour les événements en temps et ceux non en temps, puisqu'elle affecte de la même façon ces deux lots d'événements. Par contre, si l'on désire comparer par exemple, les distributions en x de Feynman des ψ accompagnés d'un muon et des ψ non accompagnés d'un muon, l'acceptance sera un peu différente.

Toutefois, cette différence est minime puisque pour avoir le temps de passage d'un ψ , il suffit que l'un des muons ait donné un signal dans le GAMMA1, ce qui donne finalement une inefficacité au ψ de 12 % x 12 % = 1,5 %. Cette différence d'acceptance est donc négligeable.

- D'autre part, supposons qu'un muon provenant d'une quelconque interaction arrive dans l'appareillage avant le ψ responsable du trigger. Ce muon ne fera pas de pretrigger, puisqu'au moins deux muons sont exigés, et ne déclenchera donc pas les TDC du GAMMA1.

Si le ψ arrive environ 20 nanosecondes* après, il déclenchera les TDC du GAMMA1 trop tard pour que ce muon soit vu par les TDC. Cette configuration simulera alors une inefficacité du GAMMA1, que l'on peut chiffrer à 20 %, d'où le total de 30 %.

On constate effectivement cet effet sur la figure 3-15 qui représente l'histogramme $t_\psi - t_\mu$ pour les trimuons, dont le troisième muon a donné une réponse dans le GAMMA1. Le nombre d'événements où le troisième muon arrive avant le ψ est plus faible que dans le cas contraire.

Ces 20 % d'événements rejetés du fait de cette inefficacité apparente, ne sont que des mauvais événements puisque le troisième muon n'est pas en temps avec le ψ.

En conclusion l'utilisation du GAMMA1 pour l'étude des événements multimuons, réduit la statistique brute d'environ 50 % aussi bien pour les données à 280 GeV/c qu'à 150 GeV/c. Le nombre de vrais événements éliminés est seulement de l'ordre de 15 % de la statistique brute pour 280 GeV/c et 10% pour 150 GeV/c.

3 - 2.5.

Comme on l'a mentionné au paragraphe précédent, chaque bande de l'hodoscope GAMMA1 est munie d'un TDC à chaque extrémité.

Il n'est alors pas nécessaire de connaître la position de l'impact de la trace dans une latte pour avoir une estimation correcte du temps de passage de cette particule.

En effet, supposons qu'une particule arrive dans une latte de l'hodoscope GAMMA1 au temps t_0 et que les TDC soient déclenchés au temps t_1. La valeur donnée par le TDC gauche est :

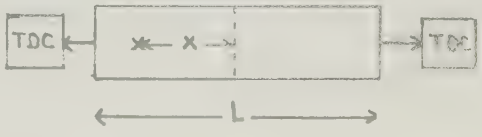


Figure 3 - 12

Lattes du GAMMA1

* Ce temps de 20 nanosecondes est dû à la largeur de coïncidence des TDC du GAMMA1 avec le signal donnée par le Trigger.

$$\Delta T_g = t_o + \left(\frac{L}{2} + x\right)\frac{1}{V} + \Delta T_g^* - t_1 \qquad [12]$$

ΔT_g^* : temps de réponse du photomultiplicateur et du TDC

L : est la longueur de la latte

V : la vitesse de propagation du signal lumineux dans la bande d'hodoscope

x : la position de l'impact dans la latte

On a de même :

$$\Delta T_d = t_o + \left(\frac{L}{2} - x\right)\frac{1}{V} + \Delta T_g^* - t_1$$

d'où $$t_o = \frac{\Delta T_g + \Delta T_d}{2} - T_{CALIB} + t_1$$

avec $$T_{calib} = \frac{1}{2}\left(\Delta T_g^* + \frac{L}{2V}\right) + -\frac{1}{2}\left(\Delta T_d^* + \frac{L}{2V}\right)$$

T_{calib} est une constante, caractéristique de chaque bande d'hodoscope qui est déterminée lors de la calibration du calorimètre.

est le temps de référence de toute l'expérience donné par l'hodoscope T1, situé juste après l'absorbeur et avant l'aimant. Ce temps servant d'origine, pourrait être pris toujours égal à zéro.
Cela serait correct, si seuls les deux muons faisant le trigger, touchaient le T1. Dans le cas où il s'agit d'une autre trace qui déclenche le T1, donc les TDC, il convient de recalculer ce temps de référence à partir des TDC des lattes correspondant aux deux muons. L'importance T1 n'apparaît pas ici, vu que si l'on exprime la différence $t^o_{\mu_1} - t^o_{\mu_2}$, t_1 disparait. Par contre, lors de la calibration, il est nécessaire d'en tenir compte.

En conclusion, deux muons μ_1, μ_2, se trouvant dans des lattes différentes seront dit en temps si :

$$|t^o_{\mu_1} - t^o_{\mu_2}| \leq \Delta T$$

où ΔT est déterminé lors de la calibration, en utilisant les événements ψ et en imposant que moins de 5 % soient en dehors de cet intervalle.

Dans le cas (peu fréquent) où deux muons sont dans la même latte, la méthode précédente n'a plus de sens. Cette fois, le temps de passage de la particule la plus à gauche est donné par le TDC gauche et inversement suivant la formule [12].

Le but de la calibration est donc de déterminer pour chaque bande $\Delta T_g^* + \frac{L}{2V}$, $\Delta T_d^* + \frac{L}{2V}$ et V, puis en utilisant les événements ψ , la valeur nominale pour ΔT .

3 - 2.5.3. CALIBRATION

La calibration des TDC de l'hodoscope GAMMA1 s'effectue en utilisant les événements dimuons $\mu^+\mu^-$, ayant la masse du psi. Les raisons sont :

- Le nombre important de psis permet d'avoir une grande statistique, donc une bonne précision :
- Le nombre d'événements fortuits ayant une grande masse invariante est faible.

* . DETERMINATION DE V, ΔT_g^* ET ΔT_d^*

Ces trois grandeurs sont déterminées en traçant pour chaque bande, les diagrammes de corrélation $(x, \Delta T_g)$ et $(x, \Delta T_d)$. x représente la coordonnée horizontale de l'impact de la particule dans la latte (l'origine étant prise au centre) et ΔT_g (respectivement ΔT_d) la réponse du TDC gauche (respectivement droit) (Fig. 3 - 13). La formule [12] donne :

$$\Delta T_g = \frac{1}{V} x + \Delta T_g^* + \frac{L}{2V} + t_0 - t_1$$

où par définition de la calibration t_0 est nulle. C'est ici qu'apparaît l'importance du T_1. La vraie valeur de calibration de $\Delta T_g^* + \frac{L}{2V}$ est en fait $\Delta T_g^* + \frac{L}{2V} - t_1$

Cette valeur est alors donnée en se plaçant en x = 0, alors que V, vitesse de propagation du signal dans la bande, est la pente de la droite de meilleure corrélation. La vitesse est prise, la même pour chaque bande et égale à 0.15 mètres/nanosecondes ($c/_2$).

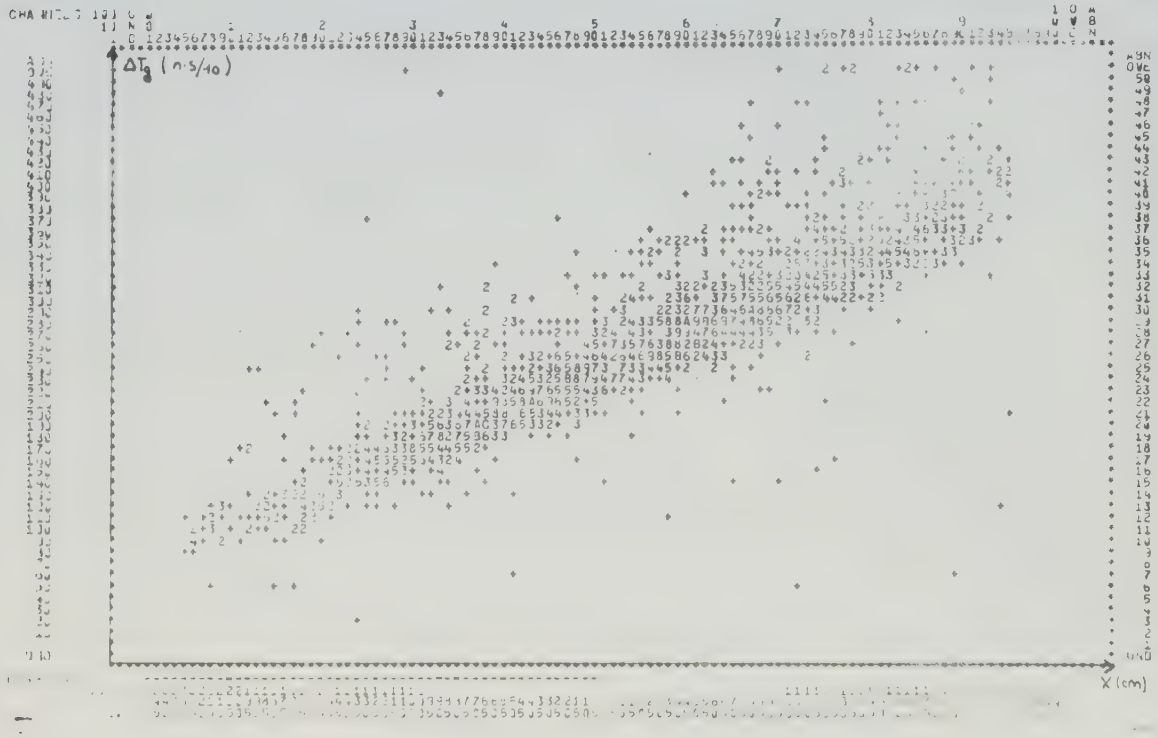


Figure 3 - 13

Diagramme $(X, \Delta T_3)$ pour un photomultiplicateur gauche du GAMMA1

* . DETERMINATION DE Δ T

Lorsque chaque bande du GAMMA1 est calibrée, on trace l'histogramme de la grandeur $t^0_{\mu_1} - t^0_{\mu_2}$ pour les événements ψ en données dimuons. (Fig. 3 - 13). On constate sur cet histogramme que la majorité des ψ (95 %) sont dans une fenêtre en temps de $\pm$ 7 nanosecondes. On choisit donc ΔT égal à 7 nanosecondes.

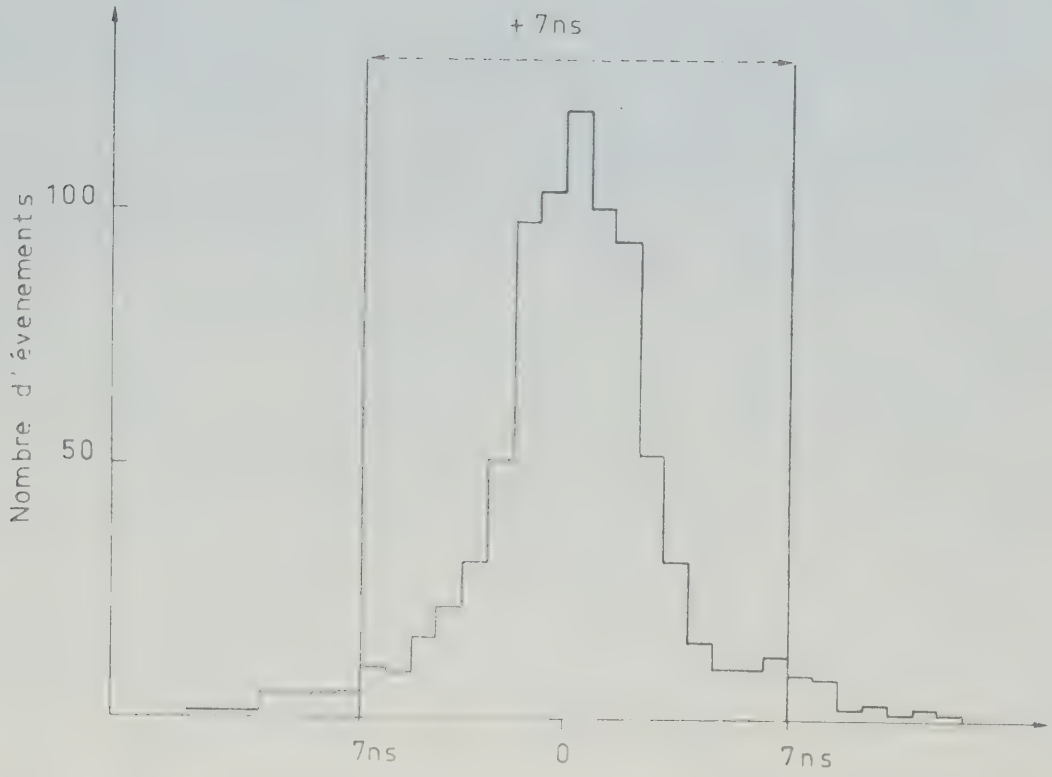


Figure 3 - 14

$t^{\circ}_{\mu_1} - t^{\circ}_{\mu_2}$ pour les événements ψ

3 - 2.5.4. APPLICATION AUX MULTIMUONS

Au vu de ces résultats, le troisième muon accompagnant l'événement dimuon est dit en temps si :

$$\left| \frac{t^{\circ}_{\mu_1} + t^{\circ}_{\mu_2}}{2} - t^{\circ}_{\mu_3} \right| \leqslant \text{7 nanosecondes}$$

dans le cas où les deux muons de l'événement dimuon ont donné un signal dans les TDC du GAMMA1.

$$\left| t^{\circ}_{\mu_1} - t^{\circ}_{\mu_3} \right| \leqslant 7 \text{ nanosecondes}$$

dans le cas ou l'un des deux n'a pas de référence en temps dans le GAMMA1.

La Figure 3-15 représente la quantité $t^{\circ}_{\psi} - t^{\circ}_{\mu_3}$ pour les événements $\psi\mu$ signés dans la cible de platine à 280 GeV/c et qui ont une référence en temps dans le GAMMA1.

La coupure $\left| t_{\psi} - t_{\mu_3} \right| \leqslant 7$ nanosecondes élimine 35 % des événements.

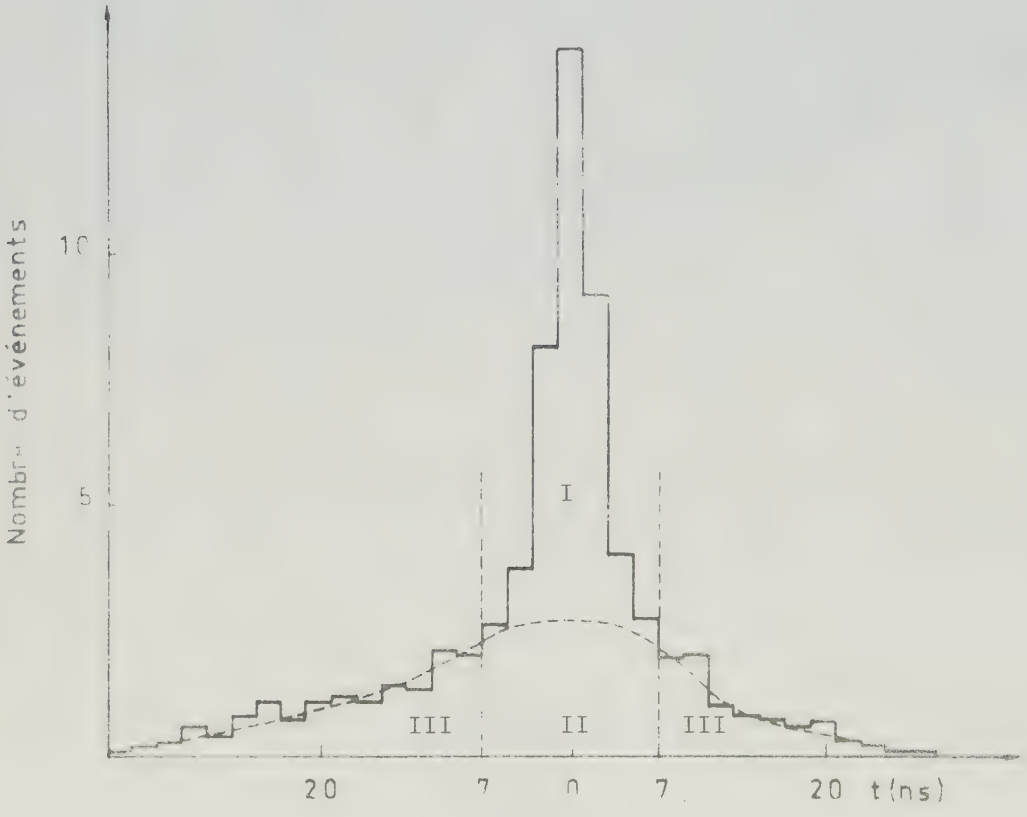


Figure 3 - 15

$t^{\circ}_{\psi} - t^{\circ}_{\mu_3}$ pour les événements $\psi\mu$

On constate sur cet histogramme que la queue de la distribution est plus courte pour les événements tels que $t^{\circ}_{\psi} > t^{\circ}_{\mu_3}$.

NOTA : Dans toute la suite, nous utilisons les nomenclatures suivantes : Les événements $\psi\mu$ non en temps (zone III), les événements $\psi\mu$ en temps (zone II + I), les événements fortuits (zone II).

La raison a déjà été discutée antérieurement à propos de l'inefficacité apparente du GAMMA1. (Fig. 3 - 13). Cette zone correspond aux événements $\psi\mu$ pour lesquels le muon arrive avant le ψ responsable du trigger, donc avant que les TDC ne soient déclenchés.

Le Tableau (3 - 1) donne les pourcentages d'événements non en temps, c'est à dire tel que $\left|\frac{t^{\circ}_{\mu_1} + t^{\circ}_{\mu_2}}{2} - t^{\circ}_{\mu_3}\right| \geq 7$ nanosecondes pour les événements $\psi\mu$ platine à 280 GeV/c et à 150 GeV/c.

TABLEAU 3 - 1

COUPURE EN TEMPS POUR π^- A 280 GeV/c ET π^- A 150 GeV/c

Energie	% d'événements rejetés
π^- 150 GeV/c	52 %
π^- 280 GeV/c	35 %

En fait, les événements non en temps ne seront pas systématiquement rejetés, car il serviront à étudier les caractéristiques des événements fortuits.

Il est maintenant possible de déterminer à l'intérieur de cette coupure de plus ou moins 7 nanosecondes, le pourcentage d'événements fortuits pour les événements $\psi\mu$ à 150 GeV/c et à 280 GeV/c, pour les $\psi\mu$ assignés dans le platine et pour ceux assignés dans l'absorbeur. Ceci aura son importance dans les chapitres suivants.

Cette estimation des fortuites se fait en extrapolant sous la coupure en temps de $\pm$ 7 nanosecondes, la distribution des événements extérieurs à cette coupure. (Fig. 3- 15).

Le Tableau 3 - 2 donne le pourcentage de fortuits à l'intérieur de cette coupure à plus ou moins 7 nanosecondes.

TABLEAU 3 - 2

PROPORTIONS D'EVENEMENTS $\Psi\mu$ FORTUITS

Cible / Energie	Platine	Absorbeur
π^- 150 GeV/c	38 %	48 %
π^- 280 GeV/c	28 %	35 %

On remarquera deux choses dans ce tableau :

- Les événements fortuits sont plus importants pour les données à 150 GeV/c que pour les données à 280 GeV/c. Cela tient au fait que les données à 280 GeV/c ont été prises avec un flux incident plus faible sur les cibles.
- Pour une même énergie, le nombre de fortuits est plus important dans l'absorbeur. Ceci se comprend puisque 30 % des interactions ont lieu dans la cible de platine, contre 70 % dans l'absorbeur.

Le Tableau 3 - 3, représente la contribution de chacune des précédentes coupures pour les deux énergies utilisées.

TABLEAU 3 - 3

CONTRIBUTION DES DIFFERENTES COUPURES

Energie	150 GeV/c	280 GeV/c
Coupure du Halo	8 %	8 %
Elimination des fantômes	4 %	5 %
Vertex du dimuon hors des cibles	8 %	7 %
Incomp. de la 3ème trace avec le vertex du dimuon	20 %	22 %
Utilisation du GAMMA1	50 %	50 %
Evénements non en temps	52 %	35 %
Reste	16 %	22 %

3 - 3. LE PROGRAMME DE SIMULATION : 'GEANT'

Notre but dans ce paragraphe n'est pas de donner une description détaillée de ce programme de simulation, mais d'expliquer le plus clairement possible son principe de fonctionnement et quelques unes de ses nombreuses possibilités. (28).

Le rôle de ce programme est de simuler le plus rigoureusement possible les conditions d'une expérience, et à partir d'un modèle théorique de génération d'événements, d'écrire une bande de données en tous points identiques à celle écrite dans les conditions réelles.

On est ainsi assuré de reproduire non seulement les conditions de l'expérience, mais de plus, toute la chaîne des programmes d'analyse (Figure 3-16).

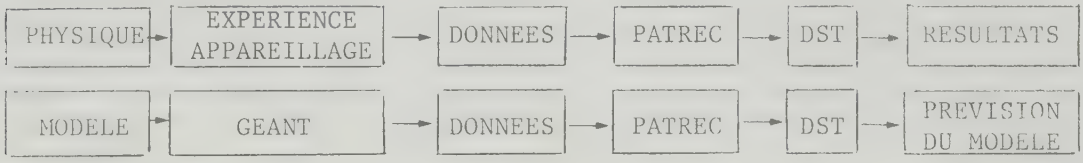


Figure 3 - 16

Principe d'utilisation de GEANT

Ce programme se compose de quatre parties distinctes :

- Génération des quantités cinématiques
- Génération des traces dans l'espace
- Intersection de ces traces avec les détecteurs
- Digitisation : c'est à dire, dans le cas de chambres à fils, calcul du où des numéros de fils touchés, en tenant compte des résolutions.

3 - 3.1. GENERATION DES QUANTITES CINEMATIQUES

A cet effet, une routine utilisateur est prévue (GUKINE) et permet d'introduire n'importe quel modèle de génération.

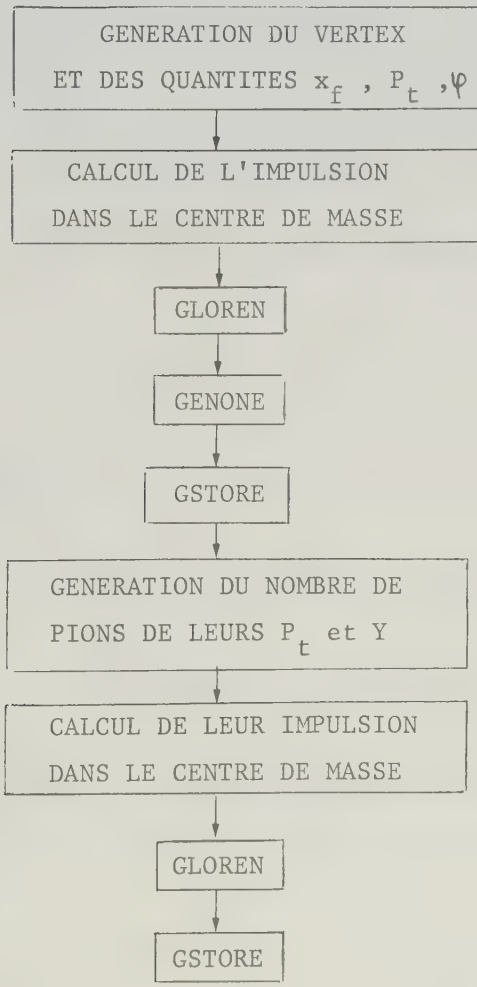
A ce niveau, plusieurs routines très pratiques sont utilisables :

GLOREN : Cette routine permet de transformer n'importe quel quadrivecteur d'un référentiel d'inertie à un autre.

GENONE : Elle permet la désintégration d'une particule en n corps suivant l'espace de phase. Ainsi, pour les psis, elle permet de le faire se désintégrer en deux muons.

GSTORE : Son rôle est important. Elle permet de ranger les différentes caractéristiques de chaque trace dans des mémoires déterminées, pour être utilisées par la deuxième partie du programme.

Ainsi, la génération d'événements $\psi \pi \pi K$ s'effectuera de la façon suivante :



Calcul automatique de l'impulsion du psi dans le laboratoire

Désintégration du psi en $\mu^+ \mu^-$

Mise en mémoire des caractéristiques cinématiques des deux muons : impulsion, masse, temps de vie, charge.

Calcul de l'impulsion de chaque pion dans le laboratoire

Mise en mémoire des caractéristiques cinématiques.

Automatiquement, la deuxième partie du programme engendrera la désintégration des pions où leur éventuelle interaction.

3 - 3.2. GENERATION DES TRACES DANS L'ESPACE

Cette partie du programme consiste à suivre la particule dont les caractéristiques cinématiques ont été simulées précédemment à travers tout l'appareillage.

Pour ce faire, l'utilisateur doit introduire un schéma de l'expérience, fractionné en zone géométrique aux caractéristiques physiques différentes. Ainsi, pour l'expérience qui nous intéresse, il est nécessaire d'introduire :

- Le volume des cibles ainsi que celui de l'absorbeur, avec leurs longueurs de radiations respectives.
- La position de l'aimant avec une carte du champ magnétique.
- La position de tous les détecteurs avec leurs longueurs de radiations. Il n'est pas nécessaire de préciser la fonction exacte du détecteur, car c'est dans la troisième partie que le programme simule la réponse des détecteurs.

Ainsi, durant cette phase, le programme calculera pour chaque particule :

- Sa perte d'énergie dans les différentes régions
- Sa diffusion multiple
- Dans le cas d'un pion, son absorption ou sa désintégration en
- Sa trajectoire à l'intérieur de l'aimant

3 - 3.3. INTERSECTION AVEC LES DETECTEURS ET DIGITISATION

C'est à ce niveau du programme que l'utilisateur doit introduire le type de chaque détecteur utilisé. La version actuelle de GEANT comprend trois types de détecteurs :

- Les chambres multifils

- Les chambres à dérive

- Les chambres multifils cylindriques

Tout autre détecteur doit être programmé par l'utilisateur, dans des routines prévues à cet effet.

Le programme ayant déterminé précédemment les paramètres de chaque trace, calcule le point d'impact avec les détecteurs. Pour chaque impact, il calcule les numéros de fils touchés (dans le cas de chambres à fils), en tenant compte de la résolution des chambres, et décide si les fils sont efficaces ou non.

De la même façon, il déterminera les bandes d'hodoscopes touchées ainsi que les numéros des damiers des chambres à damiers, utilisées pour le trigger.

L'événement sera alors mis sur bande, s'il satisfait aux conditions du trigger décrit au Chapitre 2.

Il est intéressant de signaler que les bandes ainsi écrites, sont directement lisibles par les programmes d'analyse décrits aux paragraphes 3-1 et 3-2.

CHAPITRE 4

ÉTUDES EXPÉRIMENTALES DES MULTIMUONS

La présente étude des événements multimuons ne porte que sur les événements où au moins un ψ a été reconstruit. Les événements du type $\rho\mu^{\pm}$, $\omega\mu^{\pm}$, $\phi\mu^{\pm}$, (ou $\rho\mu^{+}\mu^{-}$, $\omega\mu^{+}\mu^{-}$, $\phi\mu^{+}\mu^{-}$) bien que présentant un intérêt physique certain, sont beaucoup plus difficiles à analyser dans nos données : le rapport signal sur bruit est en effet très mauvais aux basses masses.

Afin de ne préjuger d'aucun modèle nécessaire pour l'emploi d'un Monte-Carlo, les résultats sont présentés sans correction d'acceptance.

Le but de ce chapitre est d'essayer de mettre en évidence, le plus rigoureusement possible, l'existence d'un mécanisme particulier de production du ψ quand plus de deux muons sont produits.

Pour la clarté de l'exposé, nous supposerons que ce mécanisme particulier est la production de mésons charmés en association avec le psi suivant la réaction $\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D} \longrightarrow \psi\mu^{\pm}$ (ou $\psi\mu^{+}\mu^{-}$) (Chapitre 1).

La première partie sera consacrée aux événements $\psi\mu^{\pm}$, alors que la seconde aux événements $\psi\mu^{+}\mu^{-}$.

4 / PRESENTATION DES RESULTATS A 150 ET 280 GeV/c

Comme nous l'avons déjà mentionné, l'étude des événements multimuons ne porte que sur ceux où un psi a été reconnu. Elle porte sur les événements obtenus à deux énergies incidentes : 150 GeV/c et 280 GeV/c.

Une paire de muons est reconnue comme provenant de la désintégration d'un psi, si les deux muons sont de charges opposées et si leur masse invariante est comprise entre 2.7 GeV/c^2 et 3.5 GeV/c^2. Les deux muons (parmi les trois ou quatre de chaque événement) qui servent à identifier le psi, sont ceux qui minimisent l'erreur sur le vertex de référence (Voir chapitre 2).

La Figure 4 - 1, montre l'histogramme des masses des paires $\mu^+\mu^-$ et $\mu^\pm\mu^\pm$ qui servent à identifier les psis.

Le spectre de masse des muons de même signe nous permet d'estimer la limite supérieure de l'erreur que l'on fait en choisissant deux muons parmi trois ou quatre, pour le calcul de la masse du psi. En effet, supposons un événement du type $\psi\,\mu^+_3 \longrightarrow \mu^+_1\,\mu^-_2\,\mu^+_3$. On peut construire trois masses : M_{12} (+ -) ; M_{13} (+ +) ; M_{23} (- +). Si l'on cherche à mettre en évidence la masse du ψ et que l'on se trompe sur les deux muons pour le calcul de cette masse, on peut avoir soit M_{13} (+ +), soit M_{23} (+ -). En supposant que l'on a la même probabilité de calculer M_{13} que M_{23}, le nombre d'événements (+, +) à la masse du ψ est le même que le nombre d'événements (+, -), si l'on se trompe dans le choix des deux muons. Le spectre en masse des muons de même signe indique que l'on se trompe dans ce choix dans moins de 5 % des cas. (Fig. 4 - 1).

En extrapolant le continuum en $\mu^+\mu^-$ sous la masse du psi, on obtient un rapport signal sur bruit de 6.3 (soit une contamination du ψ par le continuum de 16 %).

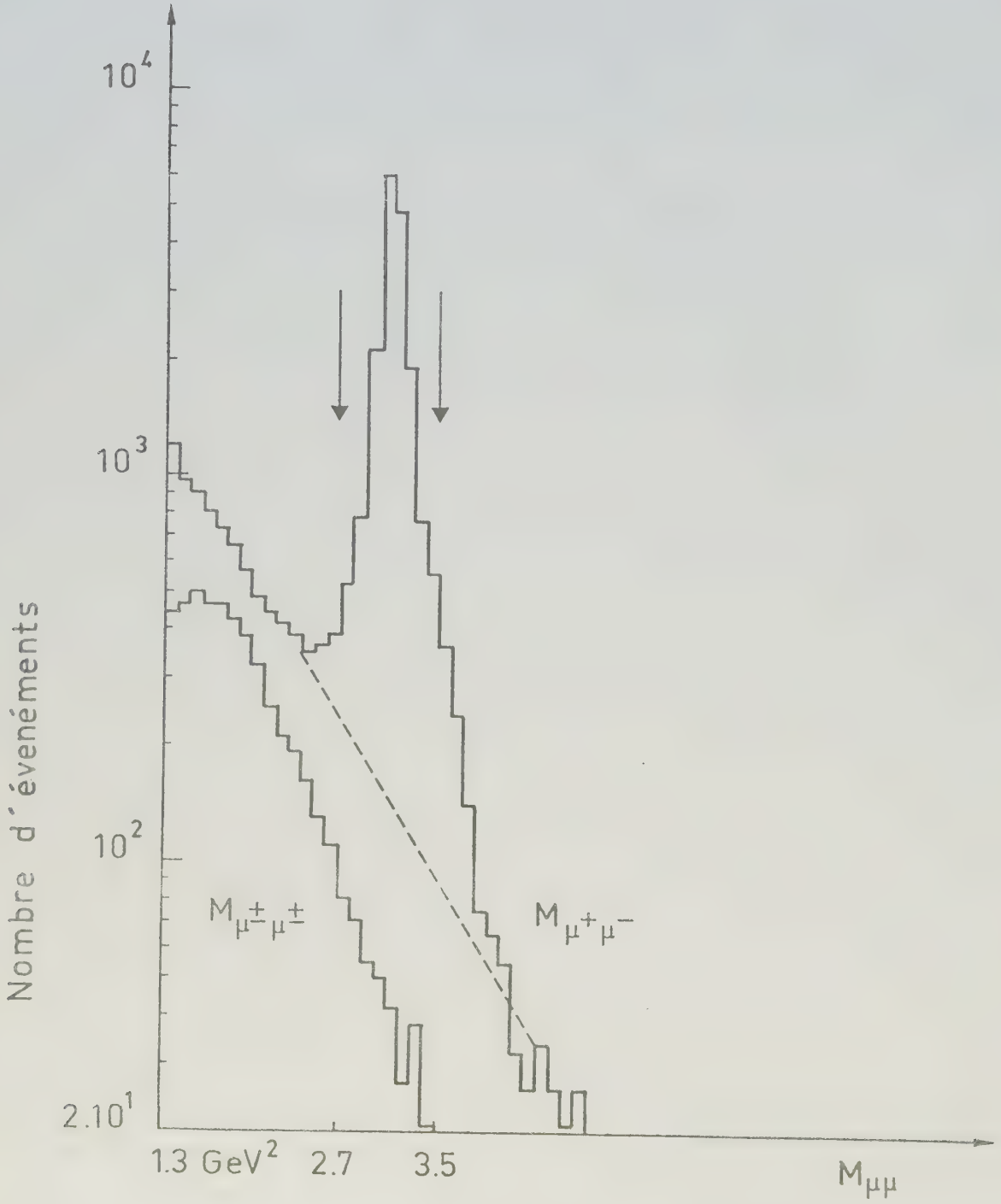


Figure 4 - 1

Spectre de masse des dimuons de référence

4 - 1. LES EVENEMENTS $\Psi \mu^{\pm}$ A 150 ET 280 GEV/c

L'étude des événements $\psi\mu^{\pm}$ a pour but de mettre en évidence un mécanisme particulier de production de ψ conduisant à des événements trimuons. Ce mécanisme est la production de mésons charmés en association avec le psi suivant la réaction

$$\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D} + X \longrightarrow \mu^+ \mu^- \mu^{\pm} \qquad \text{(Chapitre 1)}$$

Nous pouvons évaluer l'importance de ce processus par rapport à la production inclusive de psi, en utilisant des résultats récents (17) qui donnent :

$$\frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi X)} \simeq 20\ \%$$

En supposant que le rapport de branchement du méson D (ou $\bar{D}$ en muon soit de 8 % (29), on obtient :

$$\frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D} \longrightarrow \mu^+\mu^-\mu^{\pm})}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi X \longrightarrow \mu^+\mu^-)} \sim \frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi X)} \cdot \frac{p(\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-)}{p(\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-)} \cdot 2\ p(D \longrightarrow \mu)$$

$$\sim 3.2\ 10^{-2} \qquad (13)$$

Ce processus de production de méson charmé en association avec le psi est donc 30 fois moins probable a observer dans la voie $\psi \mu^{\pm}$ que la production de psi seul.

Nous pouvons étudier ce mécanisme rare dans notre expérience, car celle-ci a une luminosité élevée : environ 3.10^6 $\psi_{\mu\mu}$ ont été produits sur notre cible de platine à 150 GeV/c comme à 280 GeV/c. (Nous notons $\psi_{\mu\mu}$ les événements ψ vu dans la voie $\mu^+\mu^-$).

En supposant une acceptance au ψ de l'ordre de 20 % et une acceptance au muon de désintégration du D de 10 %, on obtient : $3.10^6 \times 3.2\ 10^{-2} = 9.6\ 10^{+4}$ $\psi_{\mu\mu}\ \mu^{\pm}$ produits et $9.6\ 10^4 \times 20\% \times 10\% \simeq 2000$ $\psi_{\mu\mu}\ \mu^{\mp}$ observés provenant de $\psi D\bar{D}$. Ceci justifie donc l'étude détaillée qui suit.

Malheureusement, l'étude d'événements très rares est contaminée par des événements jusqu'alors en faible proportion dans les événements dimuons. Il s'agit de la production de muons par désintégration d'un pion où d'un kaon. Bien que le temps de vie des pions ou kaons soit important ($\sim 2.10^{-8}$ secondes), des événements du type

$$\pi p \longrightarrow \psi \pi \pi K \quad (K \longrightarrow \mu^{\pm})$$

sont une source non négligeable d'événements $\psi\mu^{\pm}$ produits dans la cible de platine.

En effet, on peut écrire :

$$\frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi \pi \pi K \longrightarrow \psi \mu^{\pm})}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi X)} \simeq \frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi \pi \pi K)}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi X)} \cdot p(\pi \pi K \longrightarrow \mu^{\pm})$$

où $p(\pi\pi K \longrightarrow \mu^{\pm})$ est la probabilité que l'un des pions ou kaons se désintègre avant d'être absorbé. (C'est à dire entre la cible de platine et l'absorbeur).

En prenant une multiplicité en chargés de 6 (90 % de pions et 10 % de kaons) et une impulsion moyenne de 20 GeV/c (Chapitre 5), on obtient :

$$p(\pi\pi K \longrightarrow \mu^{\pm}) \simeq 5.5\, p(\pi \longrightarrow \mu) + 0.5\, p(K \longrightarrow \mu)$$

$$\simeq (\Delta L + l.p.m) \cdot \left(\frac{5.5}{\gamma c \tau_{\pi}} + \frac{0.5}{\gamma c \tau_{K}} \right)$$

Où ΔL est la distance entre la cible de platine et l'absorbeur (~ 50 cm) et $l.p.m$ le libre parcours moyen dans l'absorbeur (17 cm).

D'où :

$$\frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi \pi \pi K \longrightarrow \mu^{+}\mu^{-}\mu^{\pm})}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi X \longrightarrow \mu^{+}\mu^{-})} \simeq 5.410^{-3}$$

En utilisant [13] on obtient alors :

$$\frac{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi \pi \pi K \longrightarrow \mu^{+}\mu^{-}\mu^{\pm})}{\sigma(\pi p \longrightarrow \psi D \bar{D} \longrightarrow \mu^{+}\mu^{-}\mu^{\pm})} \simeq 0.2$$

Ce rapide calcul, qui ne tient pas compte des différences d'acceptance entre les muons provenant d'un meson D ou d'un pion, indique que ces deux processus sont du même ordre de grandeur.

Les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps, peuvent donc à priori avoir trois origines différentes :

- Environ 30 à 40 % d'événements fortuits (Chapitre 2)
- Environ 20 % d'événements provenant de la désintégration d'un pion
- Environ 40 à 50 % d'événements que l'on interprète comme $\psi D\bar{D}$.

NOTA : Dans toute la suite de ce chapitre, nous noterons $\psi\mu_\pi$ les événements $\psi\mu^1$ provenant de la réaction $\bar{\pi}p \rightarrow \psi\bar{\pi}\pi K \rightarrow \psi\mu^1$ et $\psi\mu_D$ ceux provenant de la réaction $\bar{\pi}p \rightarrow \psi D\bar{D} \rightarrow \psi\mu^1$. Nous reviendrons à l'ancienne notation lorsque cela sera nécessaire pour la compréhension.

Pour distinguer entre ces trois origines de productions d'événements $\psi\mu^1$, les trois études principales sont :

- Etude des caractéristiques cinématiques des muons accompagnants le psi.
- Etude des caractéristiques cinématiques des psis lorsqu'ils sont accompagnés de muons.
- Etude des correlations entre le psi et le muon qui l'accompagne.

Nous avons pour cette étude, quatre lots d'événements différents :

- Les événements $\psi\mu^1$ en temps (Chap. 3 - Parag. 3-2.5.4.)
- Les événements $\psi\mu^1$ non en temps
- Les événements ψ non accompagnés de muon (grande statistique)
- Les événements $\psi\bar{\pi}\pi K$ d'une version sans absorbeur de cette même expérience, qui utilise trois Cerenkov pour l'identification des pions (ou kaons).

La structure de ce chapitre sera donc la suivante :

- Etude du rapport de production de $\psi\mu^{\pm}$ dans le platine et dans l'absorbeur, avec comparaison au rapport de production de ψ sans muon dans la cible de platine et l'absorbeur. Comme on le verra par la suite, ce rapport est très différent s'il s'agit de $\psi\mu_{\pi}$ où de $\psi\mu_{D}$.

- Etude des caractéristiques cinématiques du muon associé au psi pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps et $\psi\mu^{\pm}$ non en temps. Cette étude fera apparaître une impulsion transverse du troisième muon plus forte et une rapidité plus faible lorsque ce muon est en temps avec le psi. Les mêmes comparaisons seront faites pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ dans l'absorbeur. L'idée est que la contamination en $\psi\mu_{\pi}$ est quatre fois plus faible dans l'absorbeur. En effet, les pions créés dans le platine ont environ 50 + 17 cm pour se désintégrer, alors que dans l'absorbeur, ils n'ont que 17 cm (libre parcours moyen).

- Etude des distributions relatives des variables cinématiques du psi pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps et ceux non en temps. Cette comparaison présente deux avantages : Le premier est que ces deux lots d'événements ont des acceptances très voisines. Une différence même minime ne peut être imputable qu'à un phénomène physique différent. Le second est que les distributions relatives au psi pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ non en temps, sont les mêmes que pour les événements $\psi\pi\pi K$ où aucun pion ne s'est désintégré (Elles sont en plus les mêmes que pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ fortuits). Une différence dans les distributions des variables cinématiques du psi entre les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps et non en temps, ne peut alors s'expliquer par $\psi\mu_{\pi}$. Ce sera donc un argument fort, en faveur de l'existence d'un signal $\psi\mu_{D}$.

- Comparaisons des caractéristiques des psis entre les événements $\psi\mu^{\pm}$ et les événements psis non accompagnés de muon. L'avantage principal est que la statistique sur les psis sans muon est très importante. Là aussi, les distributions des variables cinématiques du psi dans les événements ψ sans muon, sont identiques aux distributions relatives aux événements $\psi\mu_{\pi}$. L'inconvénient est que ces deux lots d'événements n'ont plus rigoureusement la même acceptance.

Il sera donc nécessaire de sélectionner dans les événements $\psi\mu$ ceux dont le psi remplit à lui seul les conditions du trigger. On se ramène ainsi à deux acceptances très similaires.

- Etude des corrélations entre les variables cinématiques du psi et celles du troisième muon qui l'accompagne. L'idée est que la réaction $\pi p \longrightarrow \psi\pi\pi K \longrightarrow \psi\mu^{\pm}$ n'induit pas une forte corrélation entre le psi et le muon supplémentaire. Les résultats obtenus seront comparés aux résultats de la version ouverte de cette même expérience. (Version sans absorbeur).

Ajoutons que, du moins dans cette partie ne concernant que les trimuons, les événements $\psi\mu^{\pm}$ provenant de l'absorbeur ne seront pas analysés avec autant de détails que ceux provenant de la cible de platine.

Les principales difficultés de leur analyse sont les suivantes :

- Il est très difficile de discerner un vrai événement d'un événement dû à une réinteraction d'un pion secondaire, contrairement au platine où la probabilité de réinteraction est très faible. (Chapitre 2).

- L'acceptance dans cette région est très irrégulière et mal connue.

- Le nombre d'événements $\psi\mu^{\pm}$ fortuits est beaucoup plus important dans l'absorbeur que dans la cible de platine. (Chapitre 2).

Les événements produits dans l'absorbeur seront néanmoins utilisés pour confirmer où infirmer certaines caractéristiques des événements $\psi\mu^{\pm}$ produits dans la cible de platine.

TABLEAU 4 - 1

Statistiques sur les événements $\psi\mu^{\pm}$ dans la cible de platine et l'absorbeur

	en temps		non en temps	
	Platine	Absorbeur	Platine	Absorbeur
π^- 150 GeV/c	826	683	917	922
π^- 280 GeV/c	853	1011	503	703

4 - 1.1. ETUDE DU RAPPORT DE PRODUCTION $\psi\mu^{\pm}$ PLATINE $\psi\mu^{\pm}$ ABSORBEUR

Le principe de cette étude est le suivant :

- Supposons que tous les événements $\psi\mu^{\pm}$ proviennent de la production de ψ suivant $\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D} \longrightarrow \mu^+\mu^-\mu^{\pm}$, on peut alors écrire, puisque le D a un temps de vie très bref (3.10^{-13} secondes).

$$R^{(1)}_{\psi\mu^{\pm}} = \frac{N^{\text{platine}}_{\psi\mu^{\pm}}}{N^{\text{Dump}}_{\psi\mu^{\pm}}} \simeq \frac{N^{\text{platine}}_{\psi}}{N^{\text{Dump}}_{\psi}}$$

ou N représente le nombre d'événements ψ ou $\psi\mu^{\pm}$ provenant de la cible de platine ou de l'absorbeur

Cette formule est approximativement vraie, aux différences d'acceptances près, pour le muon supplémentaire.

Or, ce rapport $R_{\psi} = \frac{N^{\text{platine}}_{\psi}}{N^{\text{Dump}}_{\psi}}$ est connu avec précision par les événements ψ sans muon. (Tableau 4-3)

- Inversement, supposons que tous les événements proviennent de la production de $\psi\pi\pi K$ suivant $\pi p \longrightarrow \psi\pi\pi K \longrightarrow \psi\mu^{\pm}$ on a cette fois, dans la même hypothèse sur l'acceptance au μ :

$$R^{(2)}_{\psi\mu^{\pm}} = \frac{N^{\text{platine}}_{\psi\mu^{\pm}}}{N^{\text{Dump}}_{\psi\mu^{\pm}}} \simeq \frac{N^{\text{platine}}_{\psi}}{N^{\text{Dump}}_{\psi}} \cdot \frac{P_{pt}\,(\pi \longrightarrow \mu)}{P_{Dp}\,(\pi \longrightarrow \mu)}$$

où P_{pt} (resp. P_{Dp}) est la probabilité qu'un pion produit dans le platine (resp. absorbeur) se désintègre avant d'être absorbé.

Or, ce rapport P_{pt} / P_{Dp} est approximativement égal au rapport des libres parcours moyens des pions

Soit : $$R^{(2)}_{\psi\mu^{\pm}} \simeq \frac{N^{\text{platine}}_{\psi}}{N^{\text{Dump}}_{\psi}} \cdot \frac{\Delta L + l_{p.m}}{l_{p.m}}$$

où ΔL est la distance entre la cible de platine et l'absorbeur.

$l_{p.m}$ représente le libre parcours moyen dans l'absorbeur.

On a donc dans le cas où tous les $\psi\mu^{\pm}$ proviennent du $\psi\pi\pi K$

$$R^{(2)}_{\psi\mu^{\pm}} \simeq \alpha\, R_{\psi}$$ où $\alpha \simeq 3.9$ à 280 GeV/c
$\alpha \simeq$ [illegible] à 150 GeV/c

On constate que suivant l'hypothèse que l'on utilise, la valeur de ce rapport est très différente.

Dans un cas intermédiaire, on peut écrire, si q est la proportion d'événements $\psi D\bar{D}$ observés en $\psi\mu^{\pm}$ dans la cible de platine :

$$R_{\psi\mu^{\pm}} = \frac{N^{\text{platine}}_{\psi D\bar{D}} + N^{\text{platine}}_{\psi\pi}}{N^{\text{Dump}}_{\psi D\bar{D}} + N^{\text{Dump}}_{\psi\pi}} \qquad \text{où} \qquad N^{\text{Dump}}_{\psi D\bar{D}} = N^{\text{platine}}_{\psi D\bar{D}} \cdot \frac{1}{R_\psi}$$

$$N^{\text{Dump}}_{\psi\pi} = N^{\text{platine}}_{\psi\pi} \cdot \frac{1}{\alpha \cdot R_\psi}$$

D'où :

$$R_{\psi\mu^{\pm}} \simeq \frac{N^{\text{platine}}_{\psi D\bar{D}} + N^{\text{platine}}_{\psi\pi}}{\frac{1}{R_\psi}\left(N^{\text{platine}}_{\psi D\bar{D}} + \frac{1}{\alpha} N^{\text{platine}}_{\psi\pi}\right)} = R_\psi \cdot \frac{1}{q + \frac{1}{\alpha}(1-q)}$$

La mesure de ce rapport $R_{\psi\mu^{\pm}} = \dfrac{N^{\text{platine}}_{\psi\mu^{\pm}}}{N^{\text{Dump}}_{\psi\mu^{\pm}}}$ devrait donc permettre d'évaluer le pourcentage d'événements $\psi\mu_D$ observés dans les événements $\psi\mu^{\pm}$ assignés dans la cible de platine.

Cette mesure se fait à partir du nombre d'événements dans le platine et l'absorbeur, diminué du nombre d'événements fortuits (Voir Tableaux 3-2 et 4-1). On obtient ainsi le nombre d'événements réels (Tableau 4-2).

TABLEAU 4 - 2

Nombre d'événements $\psi\mu^{\pm}$ diminué des fortuites

	$\psi\mu^{\pm}$ platine	$\psi\mu^{\pm}$ absorbeur
150 GeV/c	[illegible]	[illegible]
280 GeV/c	[illegible]	[illegible]

Les erreurs indiquées sont dues uniquement à l'erreur sur l'estimation des fortuites.

On obtient alors le rapport $R_{\psi\mu^{\pm}}$ que l'on peut comparer au rapport R_{ψ} mesuré à partir des événements ψ (Tableau 4- 3).

TABLEAU 4 - 3

Rapport de production $\psi\mu^{\pm}$ platine, $\psi\mu^{\pm}$ absorbeur

	$\psi\mu$	ψ
π^- 150 GeV/c	1.4 ± 0.2	1.13
π^- 280 GeV/c	0.9 ± 0.1	0.85

Ces résultats sont assez troublants puisqu'ils indiquent qu'une très forte proportion des événements $\psi\mu^{\pm}$ dans la cible de platine serait du $\psi\mu_D$ ce qui est peu probable.

Avant d'interpréter ces résultats, nous devons comprendre l'origine de ce rapport si faible. C'est à ce niveau que se posent les différents problèmes des événements $\psi\mu^{\pm}$ dans l'absorbeur.

En effet, pour diminuer ce rapport R , il suffit que le nombre d'événements $\psi\mu^{\pm}$ dans l'absorbeur soit surestimé.

Les différentes sources de contamination dans cet absorbeur sont les suivantes :

- Erreur d'assignation de cible

Le fait d'assigner dans l'absorbeur une particule produite dans la cible de platine se désintégrant en $\mu^+\mu^-$ a comme conséquence d'augmenter sa masse calculée d'environ 800 MeV/c^2. Ce qui signifie que certain événements trimuons dans l'absorbeur où un ψ a été identifié, peuvent provenir de la désintégration dans le platine d'une particule de masse plus faible. Cette contamination est beaucoup plus forte dans l'absorbeur que dans le platine puisque dans cette cible, les erreurs d'assignation sont dûes à des événements dont la masse est supérieure à celle du psi, donc en nombre moins grand.

- Réinteraction

Alors que dans la cible de platine, la probabilité pour un pion secondaire de réinteragir est très faible, dans l'absorbeur, c'est le contraire puisque son rôle est justement d'arrêter tous les hadrons. Ceci va donc aussi augmenter le nombre d'événements $\psi\mu^I$ dans l'absorbeur, par rapport au nombre d'événement $\psi\mu^I$ dans la cible de platine. Ce problème de la réinteraction sera mis en évidence dans l'étude des événements quadrimuons. Il est malheureusement très difficile d'estimer cette contamination, mais elle pourrait bien être de l'ordre de 50 %.

A titre purement indicatif, si l'on suppose que le nombre d'événements $\psi\mu^I$ dans l'absorbeur est surévalué d'environ 50 %, on obtient à 280 GeV/c (resp. 150 GeV/c) un rapport $R_{\psi\mu^I}$ de 1.9 (resp. 2.9), ce qui conduirait à 25 % (resp. 15 %) de $\psi D\bar{D}$ observé en $\psi\mu^{\pm}$ dans la cible de platine.

Au vu de ces résultats, il semble donc difficile de tirer une conclusion même qualitative, en ce qui concerne ce mécanisme de production de $\psi D\bar{D}$ conduisant à un événement $\psi\mu^{\pm}$.

La conclusion importante est que les événements $\psi\mu^{\pm}$ dans l'absorbeur semblent très contaminés par la réinteraction d'une particule secondaire. Ils sont de ce fait, beaucoup plus délicats à analyser.

Ce qui signifie que par la suite, seuls les événements $\psi\mu^{\pm}$ produits dans le platine seront étudiés en détail.

4 - 1.2. CARACTERISTIQUES DES MUONS ACCOMPAGNANT LE PSI

4 - 1.2.1. DISTRIBUTION EN IMPULSION TRANSVERSE

L'impulsion transverse de chaque muon accompagnant le ψ est calculée directement à partir des composantes de l'impulsion dans le système du laboratoire suivant la formule

$$P_T^{\mu} = \sqrt{P_X^2 + P_Y^2}$$

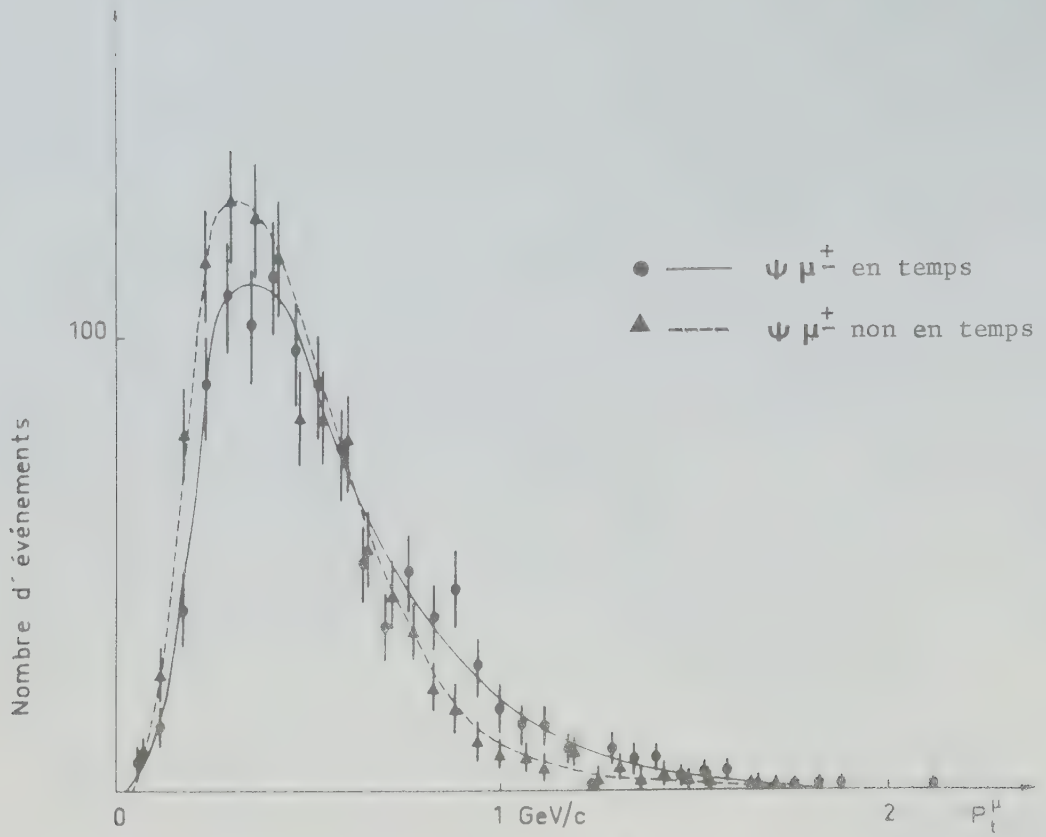


Figure 4 - 2

Distribution en impulsion transverse des muons pour les $\psi\,\mu^\pm$ platine à 150 GeV/c

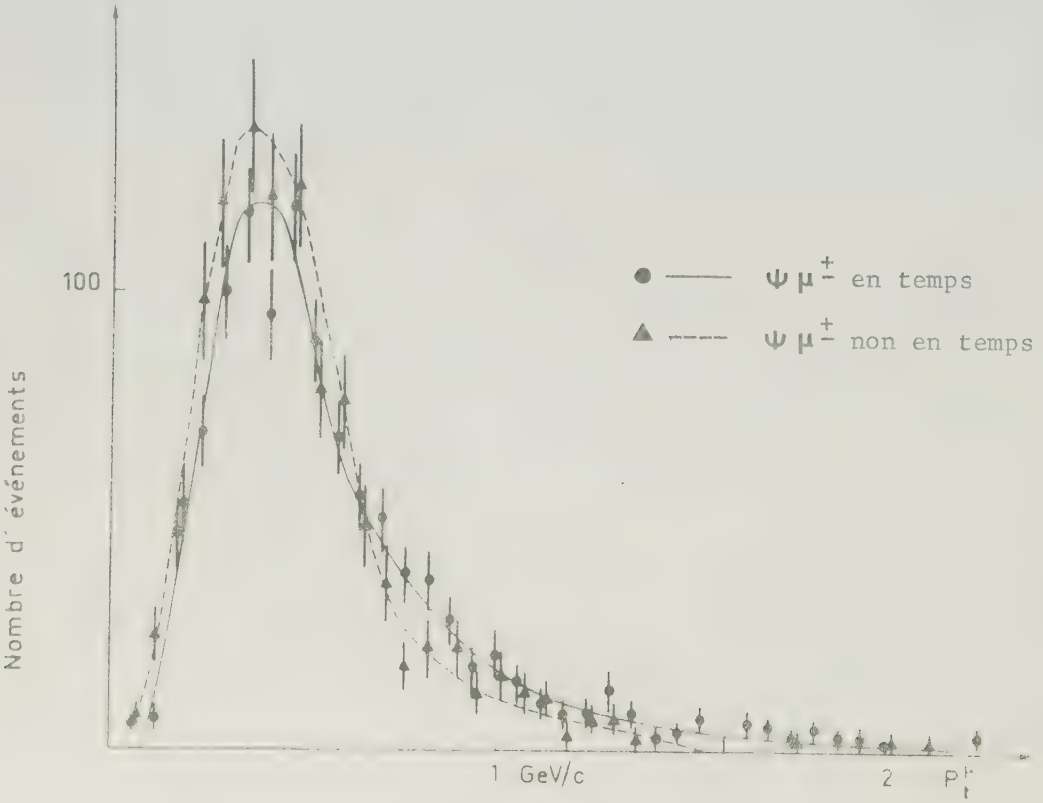


Figure 4 - 3

Distribution en impulsion transverse des muons pour les $\psi\,\mu^\pm$ platine à 280 GeV/c

Les Figures 4-2 et 4-3 montrent les distributions de l'impulsion transverse du muon accompagnant le ψ et produit dans la cible de platine pour les événements en temps et non en temps. Rappelons qu'un muon est dit en temps avec le psi, s'il est dans une fenêtre de $\pm$ 7 nanosecondes autour du temps de passage du psi. Ces distributions sont normalisées aux mêmes nombres d'événements.

On constate alors deux choses :

- Aussi bien à 150 GeV/c qu'à 280 GeV/c, les impulsions transverses des muons en temps avec le ψ sont plus élevées que pour les muons non en temps. Cela s'observe effectivement sur les valeurs moyennes (Tableau 4-4) différentes à 150 GeV/c (resp. 280 GeV/c) de 6.5 écarts-types (resp. 5.8).
- La queue des distributions, surtout à 280 GeV/c, est plus grande pour les événements $\psi\mu^{\mp}$ en temps, que pour les événements $\psi\mu^{\mp}$ non en temps.

Remarque : Les erreurs sur les valeurs moyennes dans les tableaux qui suivent sont des erreurs statistiques prises égales à $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$

TABLEAU 4 - 4

Valeur moyenne des impulsions transverses du muon accompagnant le Ψ (en MeV/c) produit dans la cible de platine

	$\Psi\mu^{\pm}$ en temps	$\Psi\mu^{\pm}$ non en temps	Ecarts-types
$^-$ 150 GeV/c	537 $\pm$ 11	445 $\pm$ 9	6.5
$^-$ 280 GeV/c	573 $\pm$ 12	467 $\pm$ 14	5.8

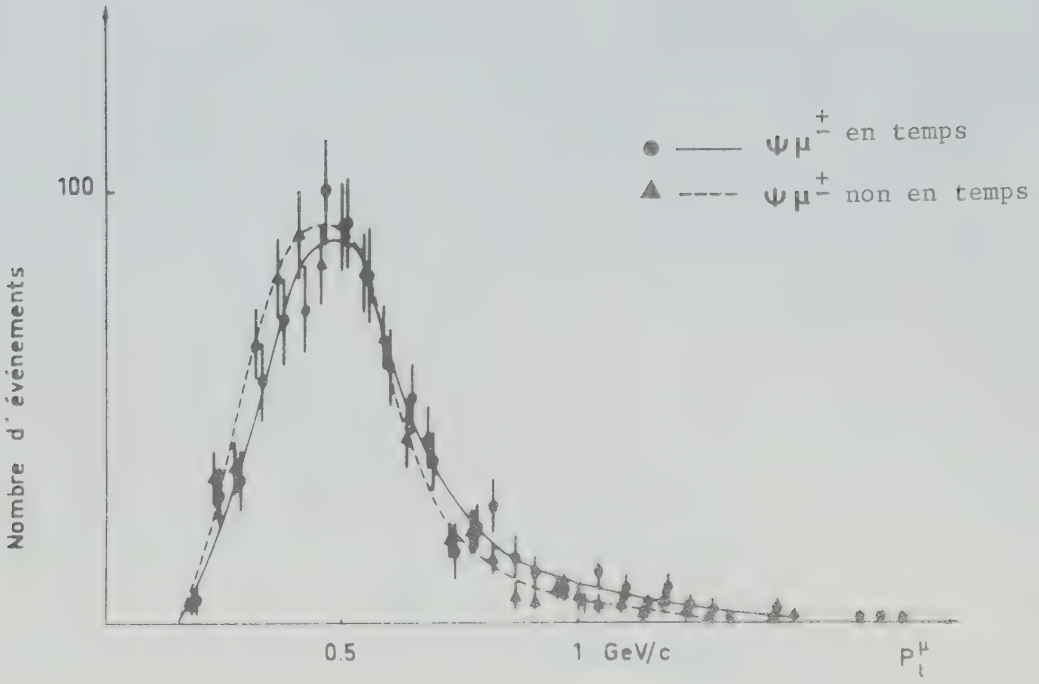


Figure 4 - 4

Distribution en impulsion transverse des muons pour les $\psi\mu^{\pm}$ dans l'absorbeur à 150 GeV/c

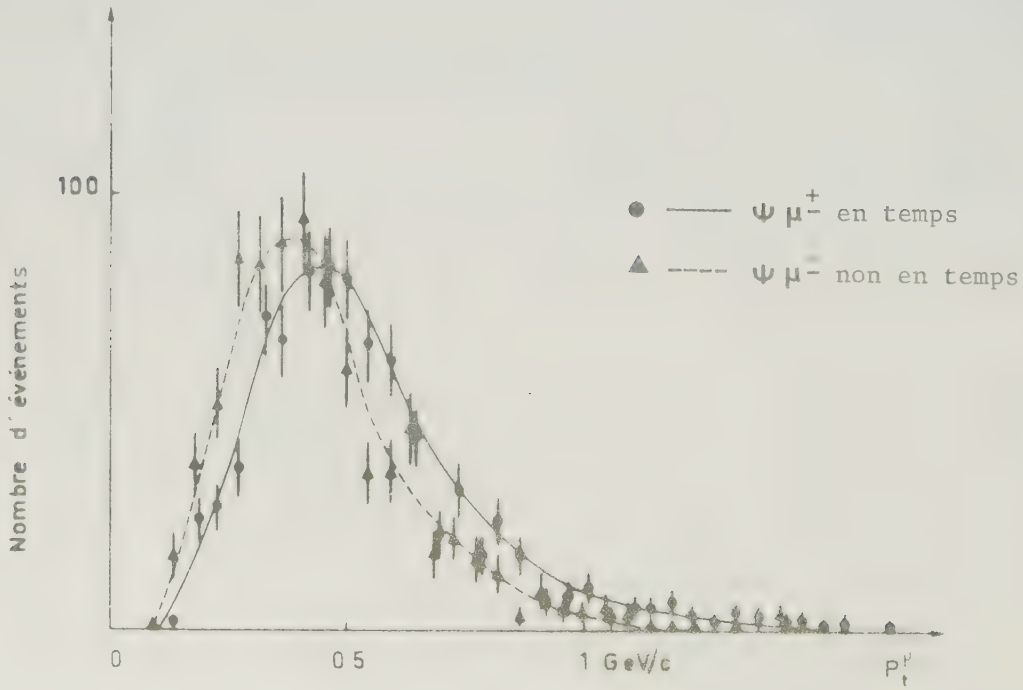
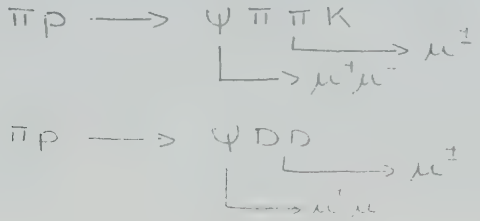


Figure 4 - 5

Distribution en impulsion transverse des muons pour les $\psi\mu^{\pm}$ dans l'absorbeur à 280 GeV/c

Ces différences peuvent à priori, s'interpréter par les mécanismes suivants :



- La production de $\psi\pi\pi K$ doit conduire à une impulsion transverse moyenne des pions plus élevée que la simple réaction de pionisation $\pi p \rightarrow \pi + X$. En effet, le ψ a une impulsion transverse de l'ordre de 1 GeV/c, qui doit être compensée par la gerbe hadronique associée.

- Dans le cas de la production du $\psi D\bar{D}$, le seul fait que le D (ou $\bar{D}$) ait une masse de 1.8 GeV/c^2 donne au muon de désintégration une impulsion transverse de l'ordre de 400 MeV/c.
Du fait que les mésons D sont produits avec une impulsion transverse moyenne de 650 MeV/c, (**29**), on s'attend à obtenir des muons de l'ordre de 1 GeV/c d'impulsion transverse.

Notons que ceci peut expliquer que les queues de distributions sont plus grandes pour les événements $\psi\mu^1$ en temps.

Du fait que dans l'absorbeur, le nombre d'événements $\psi\mu_\pi$ est réduit d'un facteur approximativement égal à 4, il est intéressant de regarder ce que deviennent ces distributions dans cette cible. (Fig. 4-4 et 4-5).

On observe les mêmes effets que pour les événements $\psi\mu^1$ dans le platine (Tableau 4-5), mais ils sont statistiquement moins significatifs.

TABLEAU 4 - 5

Valeurs moyennes des impulsions transverses (MeV/c)
du muon accompagnant le psi dans l'absorbeur

	$\psi\mu^{\pm}$ en temps	$\psi\mu^{\pm}$ non en temps	Ecarts-types
π^- 150 GeV/c	563 $\pm$ 9	542 $\pm$ 8	1.7
π^- 280 GeV/c	568 $\pm$ 9	517 $\pm$ 9	4

Bien que l'utilisation de l'absorbeur comme cible présente de nombreux inconvénients, nous pouvons qualitativement tirer la conclusion suivante :

Puisqu'on observe le même effet dans l'absorbeur que dans la cible de platine, (en particulier les queues de distributions plus grandes), cet effet n'est pas dû à des événements $\psi\mu_{\pi}$ réduit d'un facteur 4 dans l'absorbeur. Cela ne veut pas dire que tous les événements observés sont des $\psi\mu_{D}$; cela signifie seulement que les événements qui sont responsables de l'augmentation de la valeur moyenne de l'impulsion transverse du muon, ne sont pas seulement $\psi\mu_{\pi}$, mais peut être bien $\psi\mu_{D}$.

4 - 1.2.2. DISTRIBUTION EN RAPIDITE

La rapidité Y d'une particule d'énergie E et d'impulsion longitudinale $p_{//}$ est définie par :

$$Y = \frac{1}{2} \operatorname{Ln}\left(\frac{E + p_{//}}{E - p_{//}}\right) = \operatorname{Ln} \frac{E + p_{//}}{m_{\perp}}$$

où

$$m_{\perp}^2 = p_{\perp}^2 + m^2$$

Lors d'une transformation de Lorentz pure qui fait passer du système du laboratoire au système du centre de masse de la réaction πp, on a :

$$Y_{CM} = \text{Ln} \frac{\gamma(E^* - \beta p_{\parallel}^*) + \gamma(p_{\parallel}^* - \beta E^*)}{m_{\perp}}$$

$$= \text{Ln}\, \gamma(1-\beta) + \text{Ln} \frac{E^* + p_{\parallel}^*}{m_{\perp}}$$

On passe donc de la rapidité dans le laboratoire, à la rapidité dans le centre de masse par la simple relation

$$Y_{CM} = Y_{LAB} - Y_0$$

avec $Y_0 = \frac{1}{2} \text{Ln} \frac{2 p_{\pi}}{m_p}$ où p_{π} est l'impulsion des pions incidents et m_p la masse des particules cibles.

Y_0 est une constante du faisceau. La rapidité sera donc calculée dans le système du laboratoire.

Les Figures 4-6 et 4-7 donnent les distributions en rapidité du muon accompagnant le psi, toujours sans correction d'acceptance.

La différence entre les distributions en rapidité des muons en temps et non en temps est très marquée, surtout à 280 GeV/c. Les muons en temps ont une rapidité plus faible. Pour comprendre ce que cela signifie physiquement, on peut chercher à exprimer Y dans le laboratoire d'une façon plus simple :

$$Y = \text{Ln} \frac{E + p_{\parallel}}{m_{\perp}} \qquad \text{où} \quad E = \sqrt{p_{\parallel}^2 + m_{\perp}^2}$$

Or, dans le système du laboratoire, du fait de l'impulsion du centre de masse, $p_{\parallel}$ est très supérieur à $m_{\perp}$.

D'où $$E \simeq p_{\parallel} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_{\perp}^2}{p_{\parallel}^2}\right)$$

et $$Y \simeq \text{Ln} \left(\frac{2 p_{\parallel}}{m_{\perp}} + \frac{m_{\perp}}{2 p_{\parallel}}\right)$$

Toujours dans l'approximation où $p_{\parallel} \gg m_{\perp}$ on obtient

$$Y \simeq \text{Ln} \frac{2 p_{\parallel}}{m_{\perp}}$$

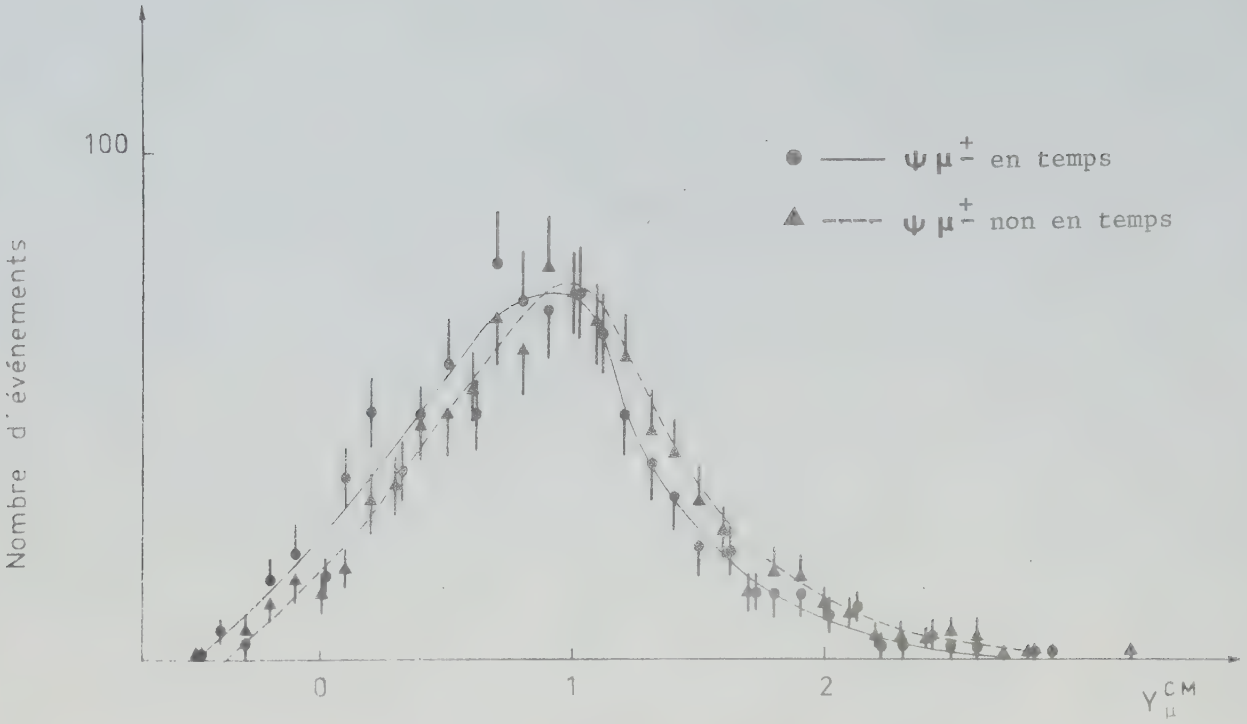


Figure 4 - 6

Distribution en Y des muons pour les $\psi\mu^{\pm}$ platine à 150 GeV/c

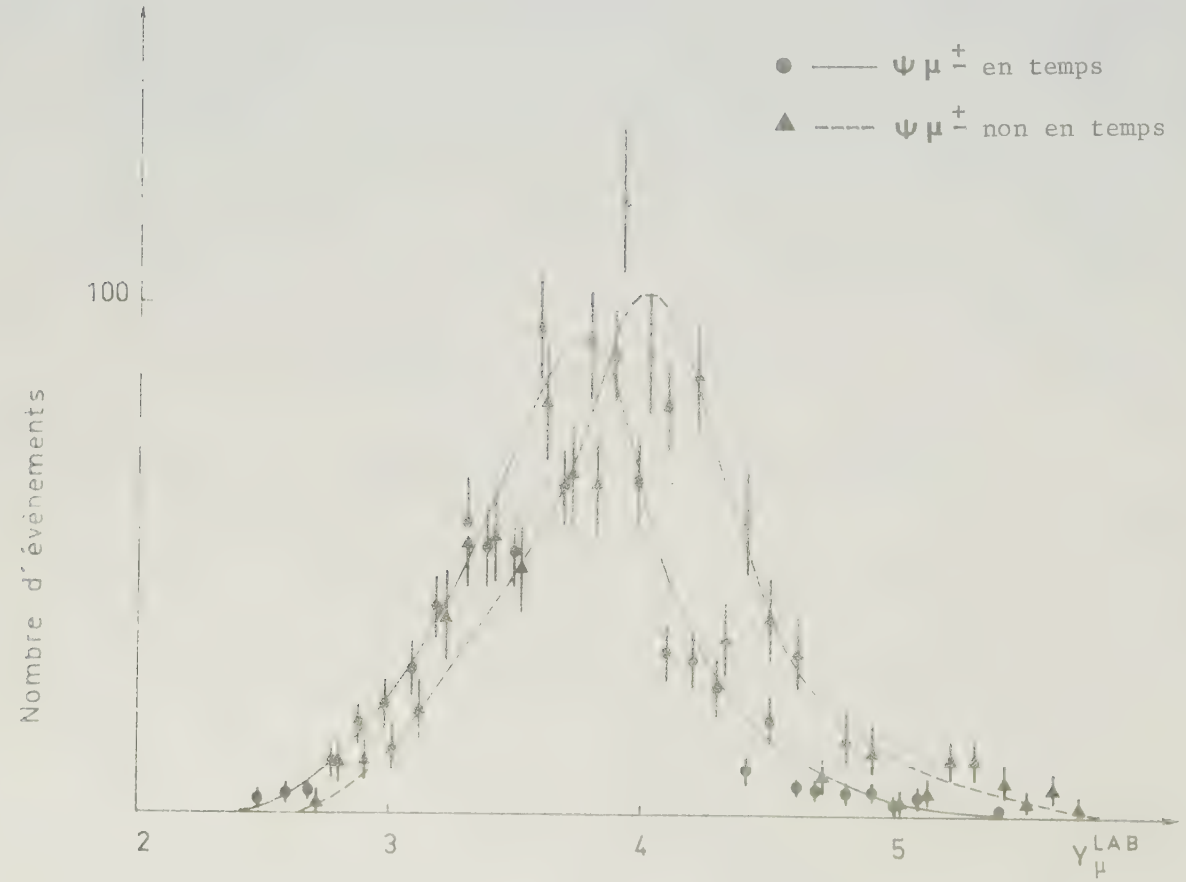


Figure 4 - 7

Distribution en Y des muons pour les $\psi\mu^{\pm}$ platine à 280 GeV/c

De cette approximation, on déduit que les muons créés en association avec le psi ont une impulsion transverse plus forte et/où une impulsion longitudinale dans le laboratoire plus faible. Là aussi, rien ne permet qualitativement de distinguer entre les mécanismes $\psi\mu_\pi$ et $\psi\mu_D$. En effet, le trigger sélectionne surtout les psis qui partent vers l'avant dans le centre de masse. La gerbe hadronique associée, part donc vers l'arrière. L'impulsion moyenne longitudinale de ces constituants est alors plus faible que dans le cas où la gerbe hadronique est créée par une autre interaction que celle produisant le psi. Il est donc normal que la rapidité moyenne des muons en temps avec le psi soit plus faible que lorsqu'ils ne sont pas en temps.

Ceci confirme que les $\psi\mu^\pm$ en temps sont bien corrélés. A ce point, ceci peut être un effet conjoint de cinématique et d'acceptance. Nous verrons plus loin que pour la différence en p_t au moins, il s'agit d'un mécanisme dynamique différent.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

L'étude comparée des événements $\psi\mu^\pm$ en temps et non en temps, montre de sensibles différences, relatives aux distributions de l'impulsion transverse et de la rapidité du troisième muon. Ces différences sont plus marquées pour les données à π^- 280 GeV/c, et permettent qualitativement les conclusions suivantes :

- Les muons créés au même vertex que le psi lui sont corrélés. Ce qui est une preuve de plus d'un signal $\psi\mu^\pm$

- Aussi bien dans le platine que dans l'absorbeur, les valeurs moyennes des impulsions transverses des muons sont plus fortes lorsque les $\psi\mu^\pm$ sont en temps. Ce qui donne un argument en faveur de l'existence d'un signal $\psi\mu_D$.

Toutefois, à ce niveau, il est difficile d'être très affirmatif sur la nature des processus mis en jeu.

4 - 1.3. CARACTERISTIQUES DES PSIS

L'étude des caractéristiques cinématiques des psis, lorsqu'ils sont ou non accompagnés d'un muon (c'est à dire, s'ils sont ou non en temps avec ce muon), est beaucoup plus significative. Elle devrait permettre de distinguer entre $\psi\mu_\pi$ et $\psi\mu_D$.

En effet, lors de l'étude du paragraphe 4 - 1.2., on ne connaissait pas les distributions relatives au muon provenant de la réaction $\pi p \rightarrow \psi\pi\pi \rightarrow \psi\mu^{\mp}_{\pi}$. Il était donc difficile d'attribuer les différences cinématiques des muons à des événements $\psi\mu_D$.

Par contre, les distributions relatives au psi provenant de la réaction $\pi p \rightarrow \psi\pi\pi \rightarrow \psi\mu^{\mp}_{\pi}$ sont connues, d'abord par les événements $\psi\mu^{\mp}$ non en temps, puis par les événements psis non accompagnés de muon de cette même expérience.

Si l'on admet que la réaction dominante de production du psi est $\pi p \rightarrow \psi\pi\pi K$, la seule différence entre le lot d'événements où le psi est sans muon, et les $\psi\mu^{\mp}$, est que l'un des pions de la gerbe hadronique s'est désintégré avant d'être absorbé. La réaction étant la même, les caractéristiques des psis doivent être identiques à la réserve près que le pion qui se désintègre, doit être vu dans le spectromètre. On favorise ainsi une certaine topologie de l'événement qui peut influer sur les caractéristiques du psi associé. Toutefois, cette influence est certainement très faible et même peut être inobservable puisque six pions sont créés en moyenne en même temps que le psi. (Chapitre 5).

Si une différence significative est observée dans les distributions des variables cinématiques du psi entre les événements en temps et ceux non en temps, elle n'est explicable ni par les événements $\psi\mu_\pi$, ni par les événements fortuits, puisque les psis ont dans ces deux cas des distributions identiques aux événements non en temps. Ces différences peuvent donc être attribuées à $\psi\mu_D$.

Le deuxième élément de comparaison sera le lot d'événements en temps et le lot d'événements psis non accompagnés de muon. L'avantage considérable est le que lot d'événements psis est à grande statistique. L'inconvénient, est que les acceptances sont différentes. En effet, lorsqu'un muon accompagne le psi, il est susceptible de contribuer au trigger, donc de modifier l'acceptance du psi.

Pour cette comparaison, nous sélectionnerons donc les événements $\psi\mu^{\pm}$ pour lesquels le psi peut à lui seul déclencher le trigger. Ceci se fera en utilisant un programme de simulation du trigger qui sera utilisé à la fois sur les événements $\psi\mu^{\mp}$ et les événements psis.

Aussi bien à 150 GeV/c qu'à 280 GeV/c, ce programme éliminera 15 % des événements $\psi\mu^{\mp}$. Ce qui signifie que 85 % des ψ accompagnés d'un muon remplissent les conditions du trigger à eux seuls.

4 - 1.3.1. DISTRIBUTION EN IMPULSION TRANSVERSE

Les Figures 4-8 et 4-9 représentent respectivement les distributions d'impulsions transverses du psi dans les événements trimuons à 150 et 280 GeV/c et pour les $\psi\mu^{\mp}$ en temps et non en temps.

On constate qu'aux deux énergies étudiées, l'impulsion transverse du psi lorsque le troisième muon est en temps est légèrement plus élevée.

Les différences entre les valeurs moyennes de ces distributions sont données dans le Tableau 4-6.

TABLEAU 4 - 6

Valeurs moyennes de l'impulsion transverse du Ψ pour les $\Psi\mu$ dans la cible de platine

	$\Psi\mu$ en temps	$\Psi\mu$ non en temps	Ecarts-types
150 GeV/c	1.09 $\pm$ 0.02	[illegible]	[illegible]
280 GeV/c	1.24 $\pm$ 0.02	1.18 $\pm$ 0.03	1.7

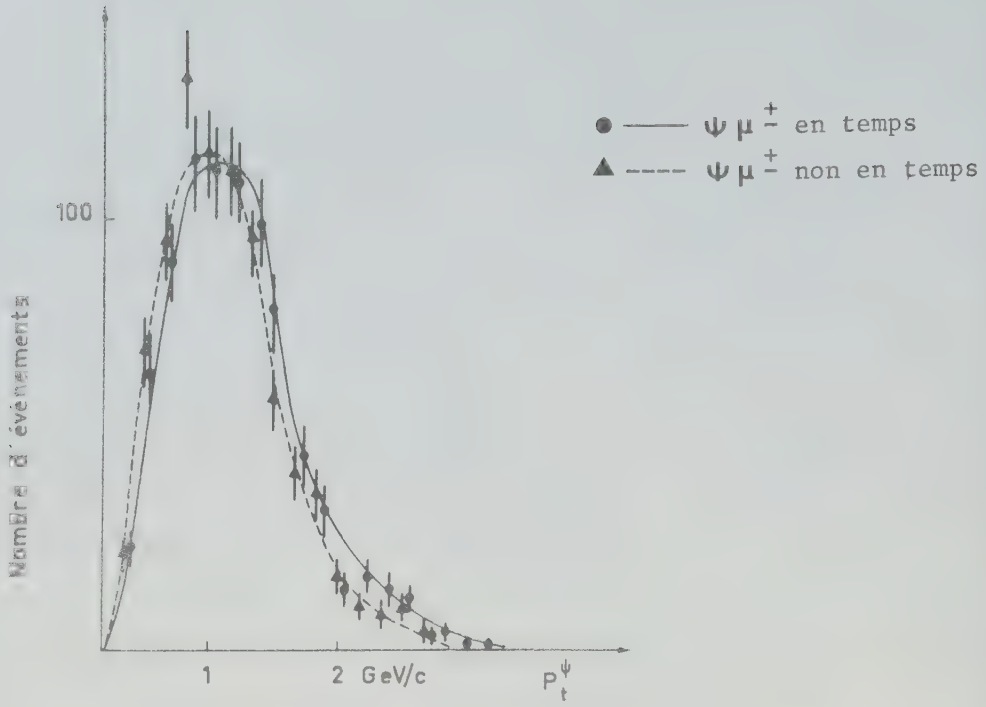


Figure 4 - 8

Distribution en impulsion transverse des Ψ pour les $\Psi\,\mu^{\pm}$ dans le platine à 150 GeV/c

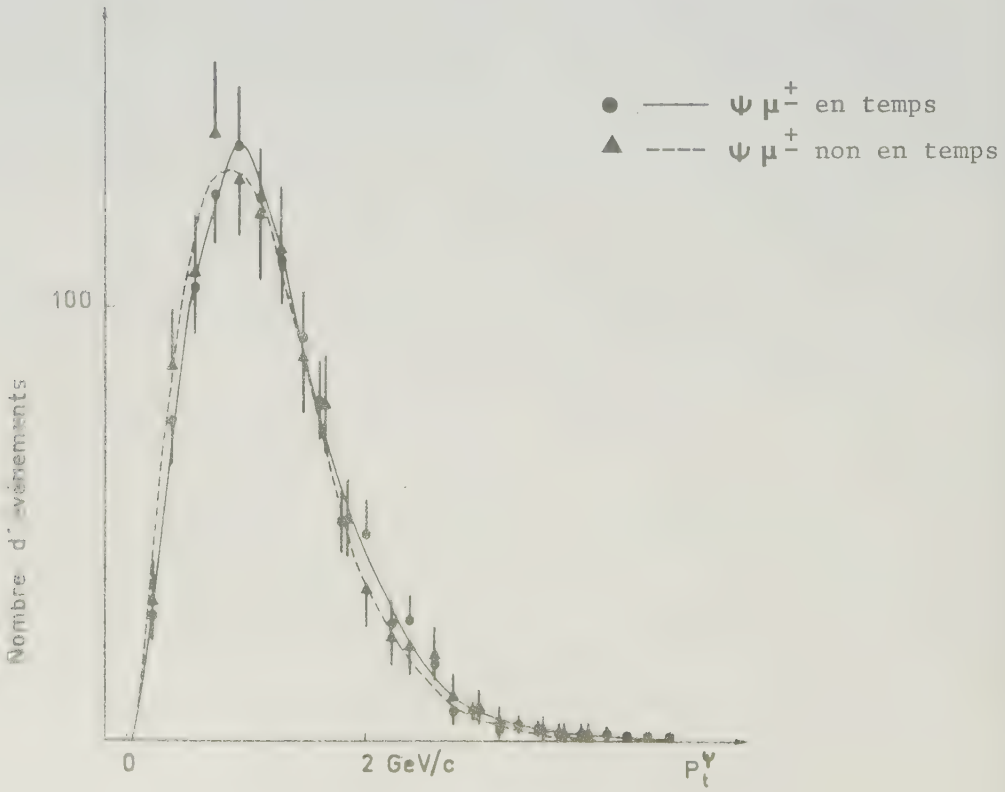


Figure 4 - 9

Distribution en impulsion transverse des Ψ pour les $\Psi\,\mu^{\pm}$ dans le platine à 280 GeV/c

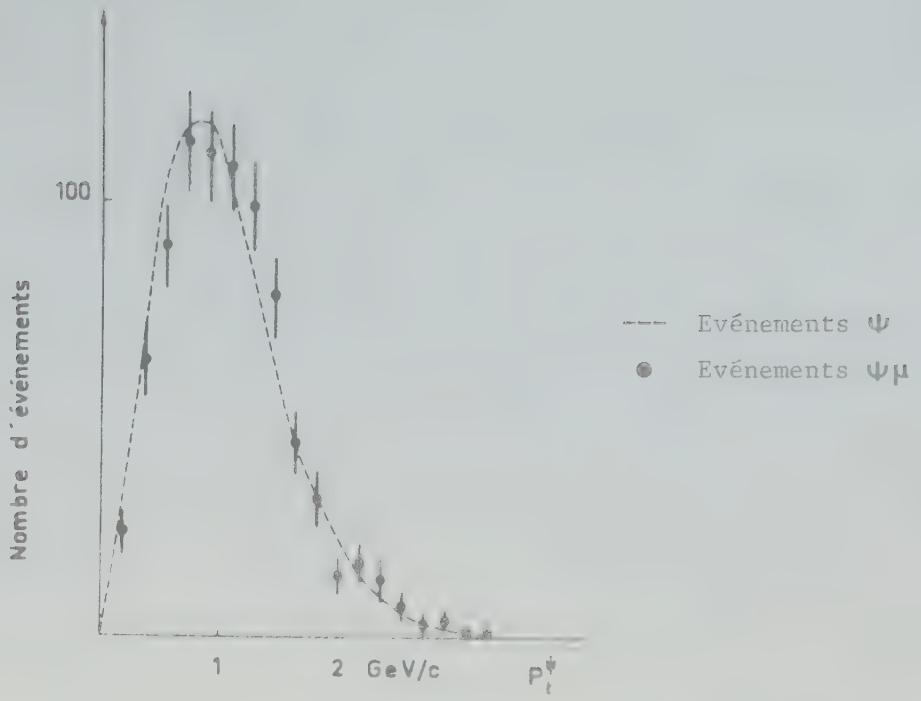


Figure 4 - 10

Distribution en impulsion transverse de ψ pour les événements ψ et $\psi\mu^{+}_{-}$ dans le platine à 150 GeV/c

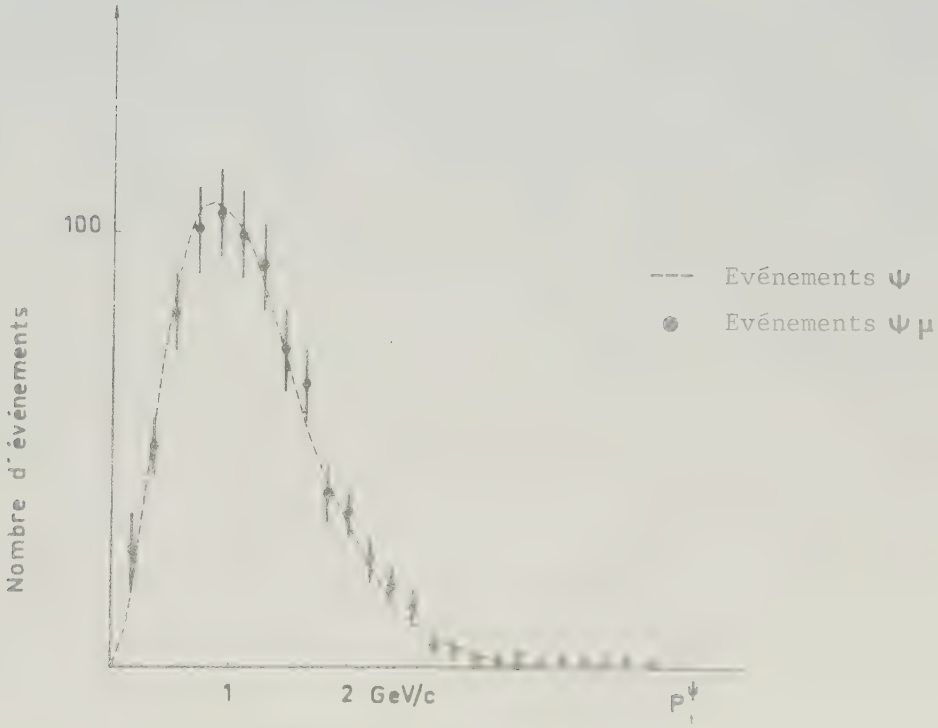


Figure 4 - 11

Distribution en impulsion transverse de ψ pour les événements ψ et $\psi\mu^{+}_{-}$ dans le platine à 280 GeV/c

Une différence aussi faible (moins de deux écarts-types) ne permet pas d'être très affirmatif. Comme nous l'avons signalé précédemment, la comparaison des événements $\psi\mu^{\pm}$ avec les événements ψ sans aucun muon, permet d'avoir une bien meilleure précision.

Les Figures 4-10 et 4-11 montrent les mêmes distributions pour ces deux catégories d'événements.

Rappelons que nous ne conservons que les événements $\psi\mu^{\pm}$ et ψ qui ont été sélectionnés par le programme de simulation du trigger. C'est à dire que l'on se ramène ainsi à des acceptances aux ψ très similaires.

TABLEAU 4 - 7

Valeurs moyennes de l'impulsion transverse du Ψ pour les événements $\Psi\mu^{\pm}$ et Ψ dans la cible de platine

	$\Psi\mu^{\pm}$ en temps	Ψ	Ecarts-types
150 GeV/c	1.09 ± 0.02	1.052	1.9
280 GeV/c	1.24 ± 0.02	1.190	2.5

A ce niveau, nous pouvons faire plusieurs remarques :

- Les valeurs moyennes sont en excellent accord entre les événements $\psi\mu^{\pm}$ non en temps et les événements ψ. (Tableaux 4-4 et 4-5). Ce qui prouve, du moins relativement à cette variable que ces deux lots d'événements sont identiques.

- Les différences entre les valeurs moyennes de $P_{\perp}^{\psi}$ pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps et pour les événements ψ sont un peu plus significatives, puisqu'à 280 GeV/c, elles sont à 2.5 écarts-types.

Ces différences ne peuvent cette fois s'expliquer que par la présence d'un mécanisme de production de $\psi\mu^{\pm}$ différent de $\pi p \longrightarrow \psi\mu\pi$ puisque le ψ non accompagné de muon à la même distribution que ce dernier.

Comme nous l'avons déjà mentionné, ces différences sont interprêtées comme l'indication d'un nouveau mécanisme de production de psi, que nous identifions à $\psi D\bar{D}$. Elles signifient que ce mécanisme donnerait au psi une impulsion transverse plus importante que le simple mécanisme $\pi p \longrightarrow \psi \pi \pi K$

Toutefois, les Figures 4-10 et 4-11, montrent que les distributions en impulsions transverses des psis pour les événements $\psi \mu^+$ et pour les événements psis sont presque compatibles, ce qui rend l'argument un peu fragile.

4 - 1.3.2. DISTRIBUTION EN X DE FEYNMAN

La variable de Feynman, notée X_f représente la fraction d'impulsion parallèle dans le centre de masse qu'emporte le psi dans la réaction $\pi p \longrightarrow \psi + X$

Elle est définie par :

$$X_F = \frac{P^*_{//}}{P^*_{//max}}$$

où $P^*_{//}$ est l'impulsion longitudinale du psi dans le centre de masse

$P^*_{//max}$ est l'impulsion longitudinale maximale que peut prendre le psi

L'impulsion longitudinale maximale se calcule en donnant une masse nulle à la particule X qui recule.

On a alors dans le centre de masse :

$$\begin{cases} E^*_\psi + E^*_x = \sqrt{s} \\ \vec{P}^*_\psi = -\vec{P}^*_x \end{cases}$$

D'où $E^{*2}_\psi = E^{*2}_x + s - 2E^*_x\sqrt{s}$ comme $m_x = 0$ et $P^*_x = P_\psi$

On obtient facilement :

$$P_\psi = \frac{s - m^2_\psi}{2\sqrt{s}} = \frac{\sqrt{s}}{2}\left(1 - \frac{m^2_\psi}{s}\right)$$

à haute énergie $m_\psi{}^2 << s$

D'où

$$P^*_{//max} \simeq \frac{\sqrt{s}}{2}$$

Donc :

$$X_f \simeq \frac{2P^*_{//}}{\sqrt{s}}$$

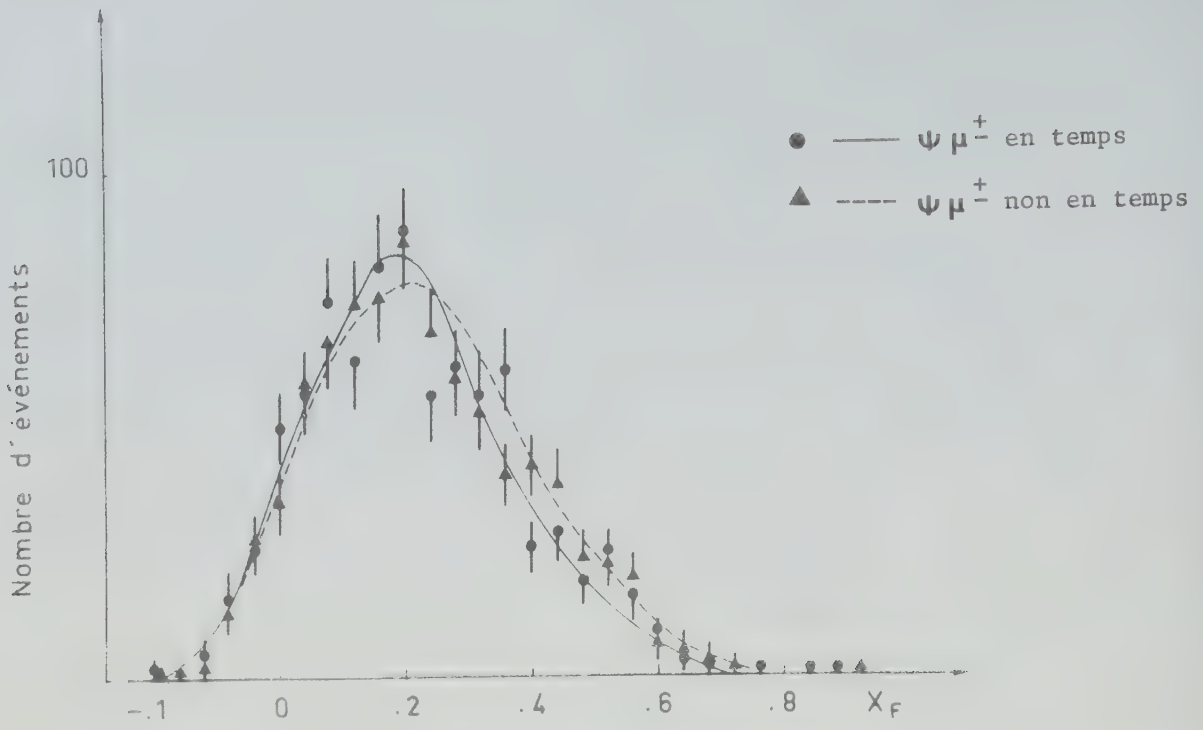


Figure 4 - 12

Distribution de X_f du ψ pour les $\psi\mu^{\pm}$ dans le platine à 150 GeV/c

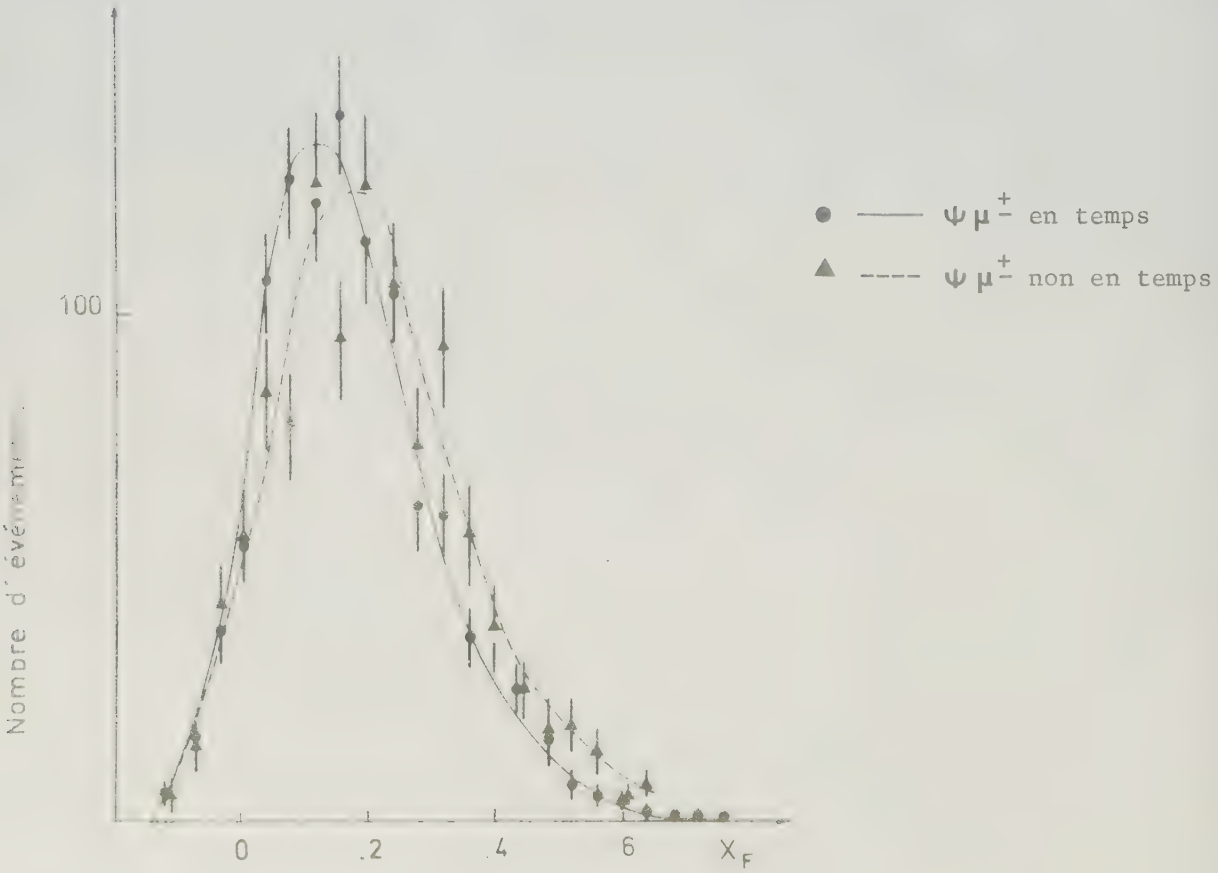


Figure 4 - 13

Distribution de X_f du ψ pour les $\psi\mu^{\pm}$ dans le platine à 280 GeV/c

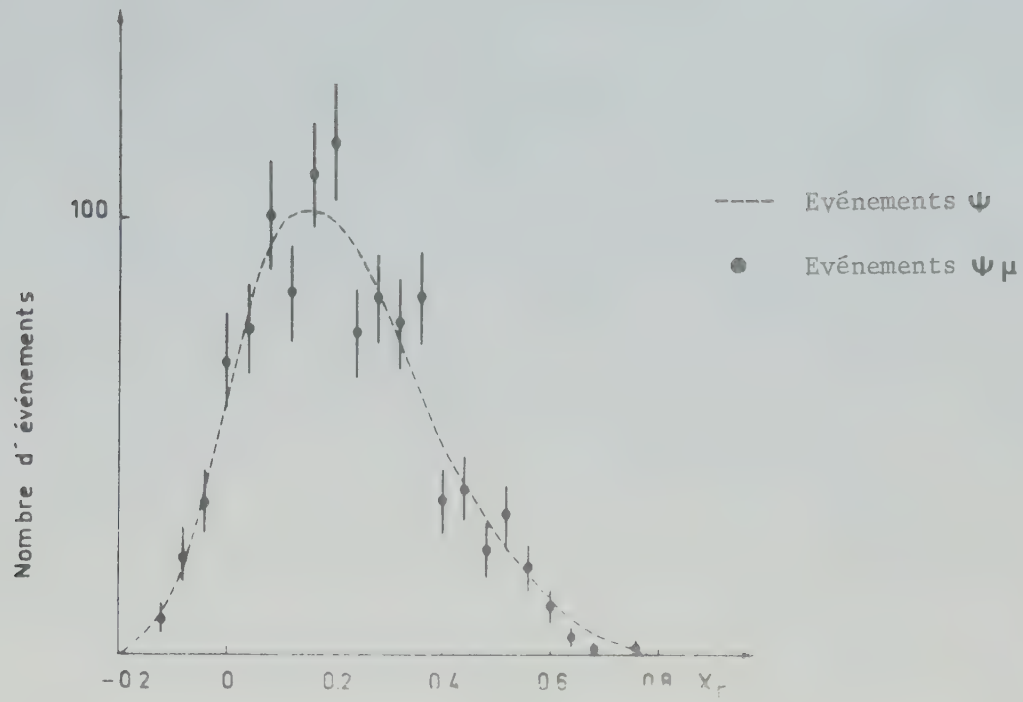


Figure 4 - 14

Distribution en X_f du Ψ pour les événements Ψ et $\Psi\mu^{\pm}$

dans le platine à 150 GeV/c

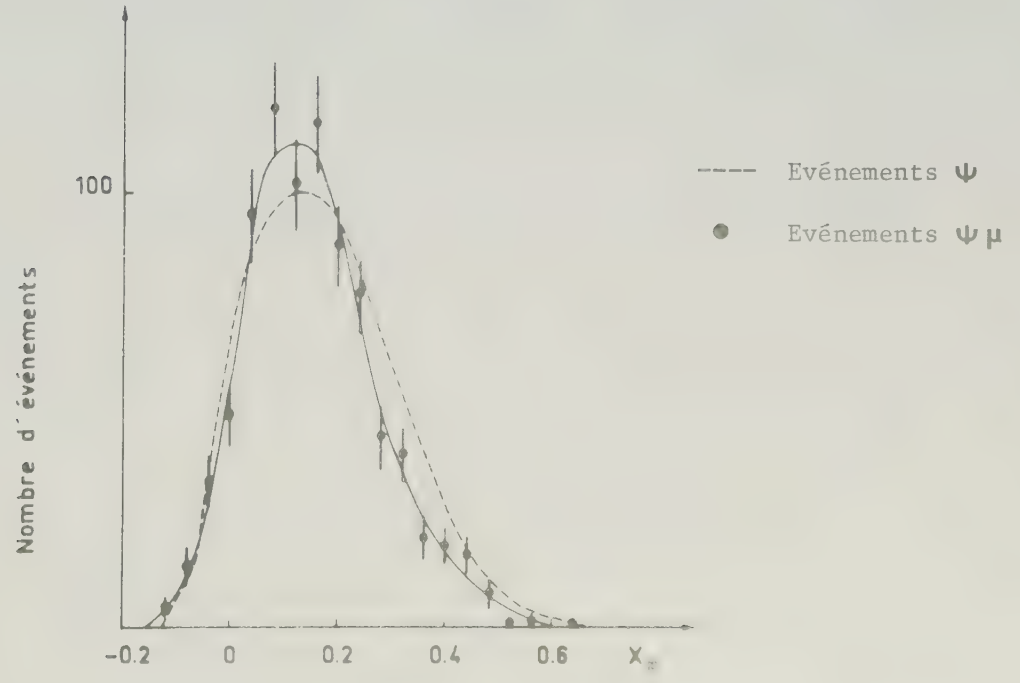


Figure 4 - 15

Distribution de X_f du Ψ pour les événements Ψ et $\Psi\mu^{\pm}$

dans le platine à 280 GeV/c

Les Figures 4-12 et 4-13 représentent les distributions de X_f du psi pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps et non en temps et pour les deux énergies utilisées.

On remarquera surtout à 280 GeV/c que la distribution en X_f su psi pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps est en moyenne plus proche de zéro que celle des événements $\psi\mu^{\pm}$ non en temps. (Tableau 4-8). Ce qui signifie que dans le centre de masse de la réaction, l'impulsion longitudinale du psi est plus faible.

Notons que ceci est un argument très fort en faveur de $\psi D\bar{D}$ En effet, comme nous l'avons vu au Chapitre 1 la production de mésons charmés en association avec le psi, provient de la liaison quark-antiquark charmés de la mer du pion et du proton, ce qui se traduit par un rétrécissement de la distribution du x de Feynman du psi.

TABLEAU 4 - 8

Valeurs moyennes du X_f pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ dans la cible de platine

	$\psi\mu^{\pm}$ en temps	$\psi\mu^{\pm}$ non en temps	Ecarts-types
150 GeV/c	0.213 ± 0.006	0.226 ± 0.006	1.5
280 GeV/c	0.155 ± 0.004	0.1735 ± 0.006	2.6

Il est à nouveau possible pour être plus précis dans nos comparaisons, d'utiliser les ψ non accompagnés de muon. Les Figures 4-14 et 4-15 donnent les distributions du X_f du psi pour les événements ψ et pour les événements $\psi\mu^{\pm}$.

Nous pouvons faire deux constatations (Tableau 4-9) :

- La distribution du X_f du ψ à 150 GeV/c dans les événements ψ est compatible avec celle des événements $\psi\mu^{\pm}$.

- A 280 GeV/c, la différence observée entre $\psi\mu^{\pm}$ en temps et $\psi\mu^{\pm}$ non en temps est confirmée par ces distributions. Les valeurs moyennes sont cette fois à près de quatre écarts-types l'une de l'autre.

TABLEAU 4 - 9

Valeurs moyennes de X_f pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ et ψ

	$\psi\mu^{\pm}$ en temps	ψ	Source-tri
150 GeV/c	0.213 $\pm$ 0.006	0.218	[illegible]
280 GeV/c	0.155 $\pm$ 0.004	0.1[illegible]	[illegible]

Les conclusions de ce paragraphe 4-3 sur l'étude des distributions relatives aux variables cinématiques du psi sont les suivantes :

- La comparaison des événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps et non en temps, montre que l'impulsion transverse du psi, est en moyenne plus grande et que sa distribution en X_f est plus proche de zéro lorsqu'il est accompagné d'un muon.

- A 280 GeV/c, ces effets sont confirmés par la comparaison avec les distributions des psis relatives aux événements psis sans muon.

Cette étude comparée nous amène à attribuer ces effets à la présence d'un nouveau mécanisme de production de psis, qui possèderait les caractéristiques suivantes :

- Le psi et le muon supplémentaire ont tous les deux une impulsion transverse plus forte que pour des événements $\psi\mu^{\mp}$ provenant de la production de $\psi\,\pi\,\pi\,K$

- Le psi possède une distribution en X_f de Feynman plus centrée sur zéro, et le muon supplémentaire une rapidité en moyenne plus faible.

Toutefois, les résultats précédents ne sont pas statistiquement très significatifs. Bien qu'ils semblent aller tous dans le même sens, (un mécanisme particulier de production de psis), il est nécessaire pour s'en convaincre, d'aller un peu plus loin.

4 - 1.4. ETUDE DES CORRELATIONS

Rappelons tout d'abord que nous avons à distinguer entre trois origines différentes pour les événements $\psi\mu^{\pm}$ en temps ; les fortuits, la désintégration de pion ($\psi\pi\pi K \rightarrow \psi\mu^{\pm}$) et le $\psi D\bar{D}$.

L'idée de cette étude est alors la suivante :

Comme nous avons à distinguer entre trois mécanismes, dont un seul en principe mène à des muons de grande impulsion transverse ($\psi D\bar{D}$), une sélection sur l'impulsion transverse des muons accompagnants le psi doit favoriser les événements $\psi\mu_D$ par rapport aux événements $\psi\mu_\pi$ et fortuits. On s'attend donc à renforcer les différences observées dans le paragraphe 4-3. La faible statistique des événements $\psi\mu^{\mp}$ nous oblige à ne travailler que sur l'évolution des valeurs moyennes des variables cinématiques du psi.

4 - 1.4.1. EVOLUTION DE $\langle X_f^{\psi} \rangle$ EN FONCTION DE P_t^{μ}

Si effectivement les événements $\psi\mu_D$ conduisent à une distribution en X_f^{ψ} plus proche de zéro et une impulsion transverse du muon plus forte, on s'attend à voir la valeur moyenne de X_f^{ψ} décroître, si l'on sélectionne les événements $\psi\mu^{\mp}$ pour lesquels le muon a une impulsion transverse supérieure à une valeur $P_{\perp min}^{\mu}$.

Les Figures 4-16 et 4-17 montrent les résultats de cette étude où parallèlement les mêmes sélections sont faites sur les événements non en temps. Ceci, afin de ne pas attribuer des effets du trigger à des effets physiques.

On constate effectivement cet effet pour les $\psi\mu^{\mp}$ en temps.

Malheureusement, les mêmes effets sont observables pour les événements $\psi\mu^{\mp}$ non en temps. Or, ces événements non en temps, sont en principe complètement décorrélés puisqu'ils proviennent de deux interactions différentes. Ceci indique que l'évolution de la valeur moyenne de X_f du psi en fonction des coupures sur $P_{\perp}^{\mu}$ pour les événements $\psi\mu^{\mp}$ en temps, est probablement due à des effets d'acceptance.

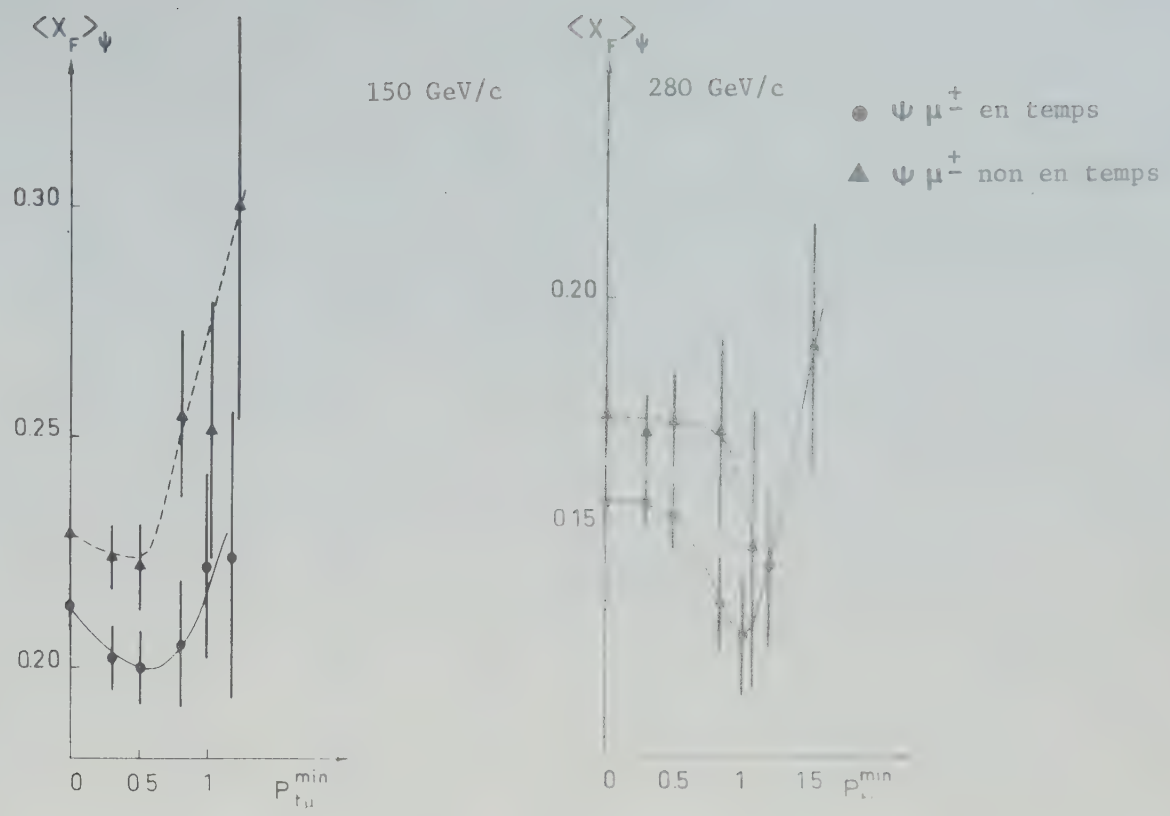


Figure 4 - 16

Evolution de la valeur moyenne de X_f^ψ

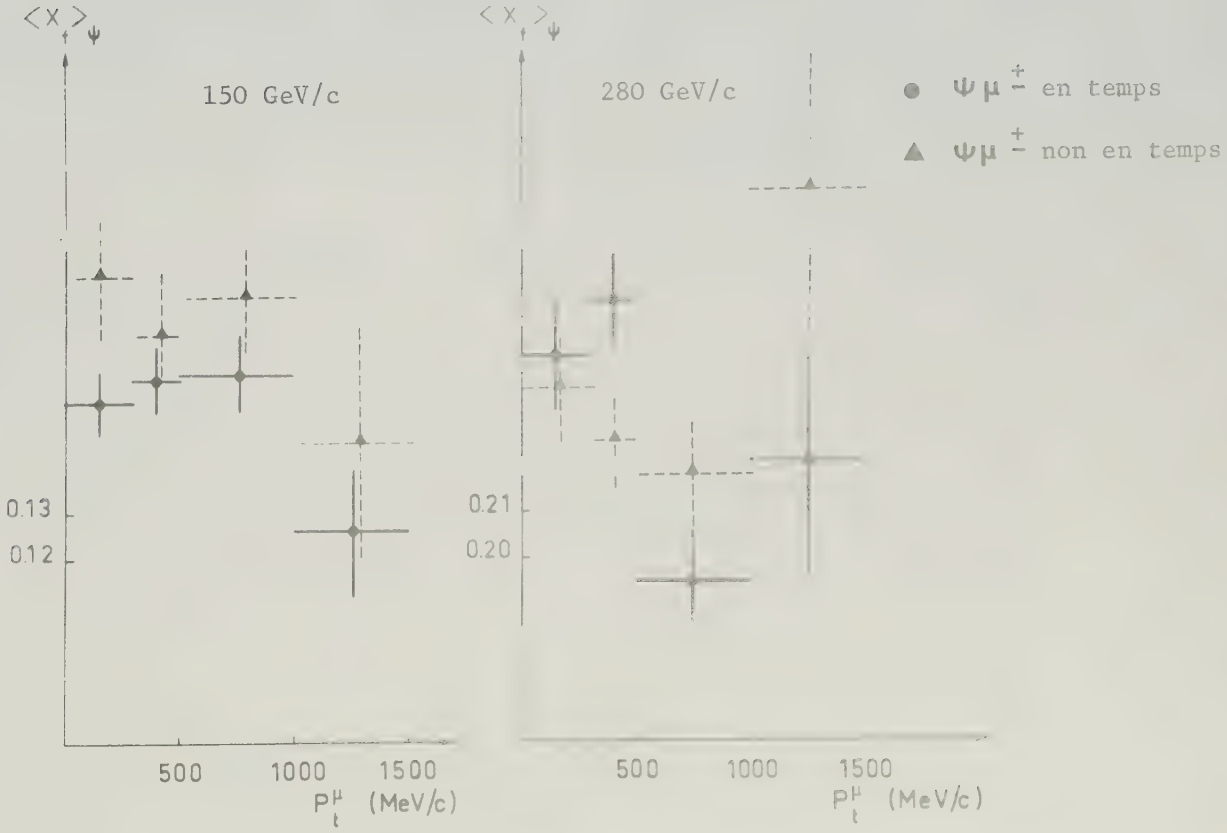


Figure 4 - 17

Evolution de la valeur moyenne de X_f^ψ

En effet, cette expérience ayant été conçue pour analyser les fonctions de structure des particules instables (utilisées comme projectiles), il était nécessaire d'avoir une très bonne acceptance à grand X_1 (Chapitre 1), c'est à dire, une bonne acceptance à grand $X_f = X_1 - X_2$. Ce qui implique que l'acceptance à X_f voisin de zéro est mauvaise. On constate effectivement sur la Figure 4-18 que l'acceptance chute très vite à X_f voisin de 0.1.

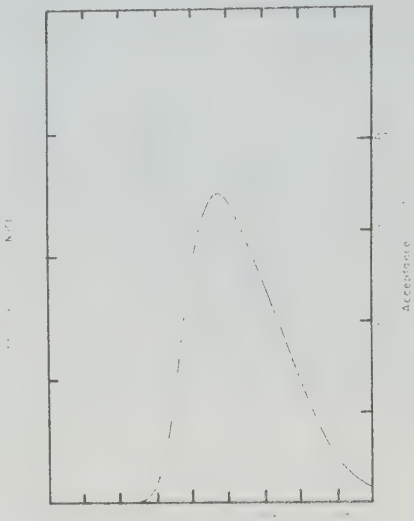


Figure 4 - 18
Acceptance en X_f^{ψ} à 280 GeV/c

De plus, le mécanisme que l'on cherche à mettre en évidence semble conduire à une distribution en X_f^{ψ} proche de zéro, donc dans une région de mauvaise acceptance.

Ceci explique certainement l'évolution quelque peu anarchique de $< X_f^{\psi} >$, et il nous est difficile d'en comprendre l'origine exacte.

Nous ne pouvons donc rien conclure de plus avec cette étude sur les événements $\psi\mu^{\pm}_{D}$

4 - 1.4.2. EVOLUTION DE $< P_t^{\psi} >$ EN FONCTION DE P_t^{μ}

Si sélectionner les événements $\psi\mu^{\pm}$ à grand $P_{\perp}^{\mu}$ conduit à favoriser $\psi\mu_D$ par rapport à $\psi\mu_{\pi}$ (et aux fortuits) on s'attend à une augmentation de $< P_{\perp}^{\psi} >$ en fonction des coupures sur l'impulsion transverse du muon accompagnant le psi. Signalons que cette fois, l'acceptance en $P_{\perp}$ pour le psi est beaucoup plus régulière que celle en X_f. (Figure 4-19).

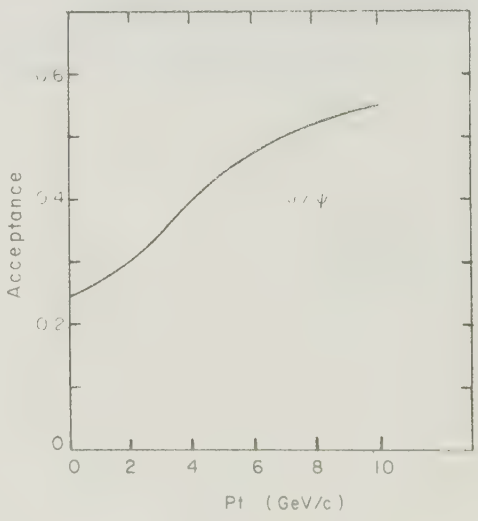


Figure 4 - 19
Acceptance en P_t^{ψ}

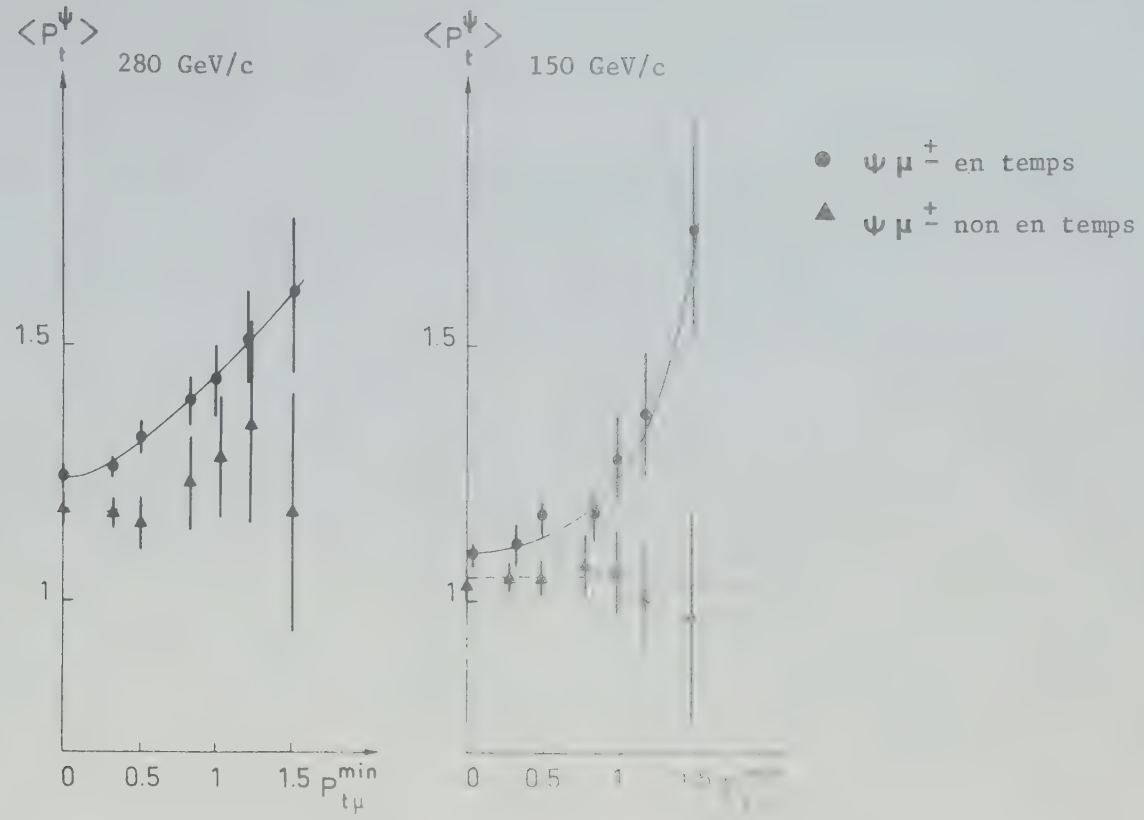


Figure 4 - 20 a

Evolution de $\langle P_t^{\psi} \rangle$ en fonction des différentes coupures sur P_t^{μ} pour les événements $\psi \mu^{\pm}$ dans le platine

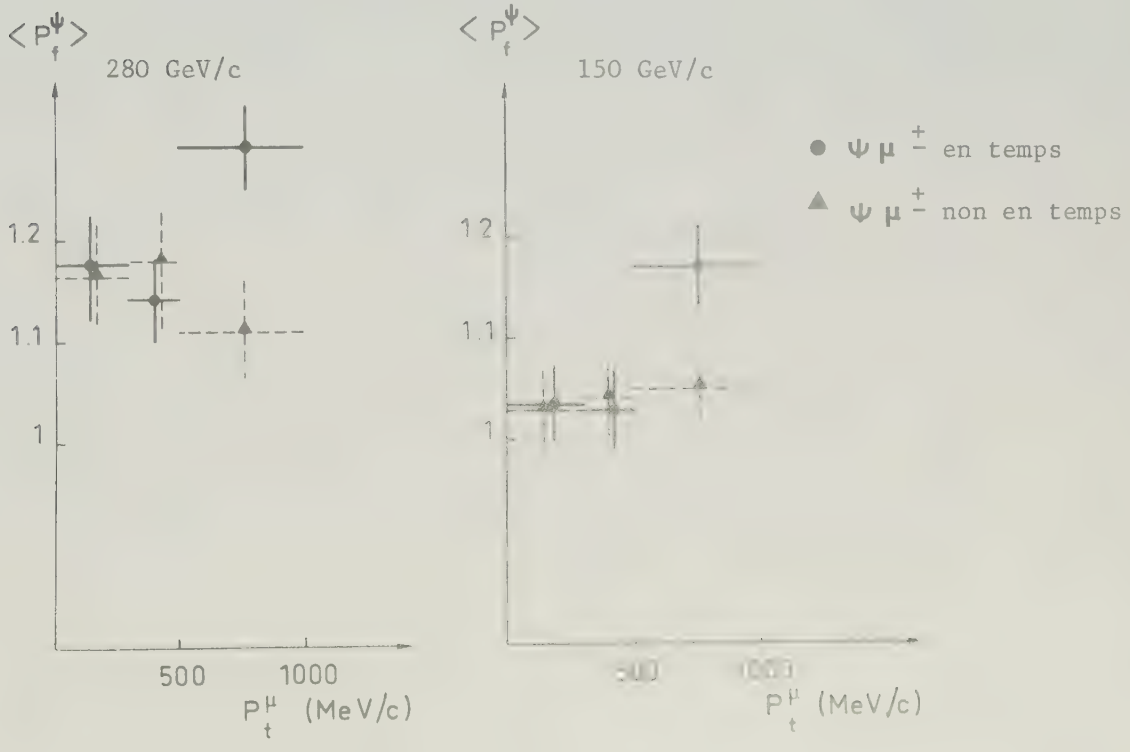


Figure 4 - 20 b

Evolution de $\langle P_t^{\psi} \rangle$ par intervalles de P_t^{μ} pour les événements $\psi \mu^{\pm}$ dans le platine

Les Figures 4-20 montrent l'évolution de $< p_\perp^\psi >$ d'abord en fonction de différentes coupures sur l'impulsion transverse du muon supplémentaire, puis par intervalle de $p_\perp^\mu$. Les mêmes sélections sont faites pour les événements $\psi\mu^\pm$ non en temps afin de ne pas biaiser l'interprêtation.

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- La valeur moyenne de l'impulsion transverse du psi augmente effectivement avec la coupure sur $p_\perp^\mu$. Pour les événements $\psi\mu^1$ non en temps, elle reste approximativement constante.

- Cet effet est beaucoup plus prononcé à 150 GeV/c (Figure 4-20 a).

Nous pouvons donc conclure au vu de ces Figures, qu'il existe une correlation $p_\perp^\psi$, $p_\perp^\mu$. Cette correlation n'est due ni à des événements $\psi\mu^1$ fortuits, ni à des effets de trigger puisque les événements non en temps ne montrent aucune correlation.

Rien n'exclut cependant, que l'augmentation de $< p_\perp^\psi >$ ne soit pas due à des événements $\psi\mu_\pi$. En effet, à priori les pions ou kaons qui accompagnent le psi doivent compenser son impulsion transverse. Sélectionner les muons à grand $p_\perp^\mu$ revient donc aussi à favoriser $\psi\mu_\pi$.

Nous devons vérifier, pour pouvoir conclure que cet effet est dû à la présence d'événements $\psi\mu_D$, que les événements $\psi\mu_\pi$ n'ont pas ces caractéristiques.

Nous utilisons pour cela, un résultat obtenu par cette même expérience, mais dans une version sans absorbeur.

L'appareillage de cette expérience est le même que celui décrit au Chapitre 2, à l'exception près que l'absorbeur est enlevé et que trois Cerenkov sont ajoutés pour l'identification des pions et des kaons.

Le principe du trigger est identique à la version avec absorbeur (on sélectionne deux muons à grand $P_\perp^\mu$), où une condition supplémentaire est demandée : un muon dans la partie haute de l'appareillage et l'autre dans la partie basse. Le faisceau utilisé est un faisceau de π^- à 280 GeV/c.

La Figure 4-21 donne l'évolution de $< P_\perp^\psi >$ en fonction de l'impulsion transverse des pions (ou kaons) en association avec le psi.

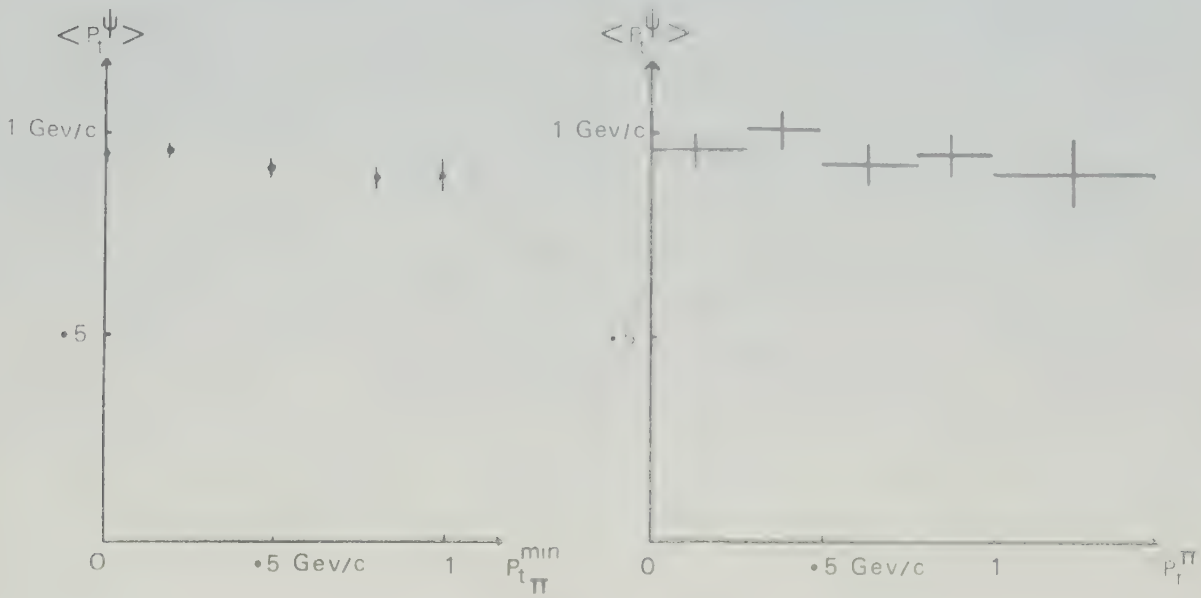


Figure 4 - 21

Nous pouvons remarquer deux choses :

- L'impulsion transverse du psi est en moyenne plus faible dans cette expérience sans absorbeur, que dans celle avec absorbeur. Ceci provient des triggers différents. La condition supplémentaire ajoutée dans le trigger de l'expérience sans absorbeur (un muon en haut de l'appareillage et l'autre en bas), défavorise les psis à grand $P_\perp$, puisqu'en général un événement psi à grand $P_\perp$ à ses deux muons dans une même partie de l'appareillage.

- La valeur moyenne de l'impulsion transverse du psi est constante en fonction de $P_\perp^\mu$ (du moins pour $P_\perp^\mu$ inférieur à 1.5 GeV/c.)

Ces résultats prouvent qu'il n'existe pas de corrélation entre l'impulsion transverse du psi, et des pions qui l'accompagnent, donc que cette corrélation n'existe pas non plus pour les événements $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$.

La conclusion de ce paragraphe est alors qu'il existe dans nos événements $\psi\mu^{\mp}$ en temps produits dans la cible de platine, des événements $\psi\mu_{D}$ qui conduisent simultanément à une impulsion transverse plus forte du psi et du muon qui l'accompagne. Ces événements particuliers ne sont ni des fortuits ni des $\psi\mu_{\pi}$.

Le Tableau 4-10 donne les valeurs moyennes de $p_{\perp}$ pour une coupure raisonnable sur $p_{\perp}^{\mu}$ ($p_{\perp}^{\mu} \geqslant$ 0.5 GeV/c), qui en principe, doit éliminer un grand nombre d'événements $\psi\mu_{\pi}$ par rapport aux événements $\psi\mu_{D}$.

Ces valeurs moyennes sont comparées avec les valeurs moyennes de $p_{\perp}^{\psi}$ pour les événements ψ sans muon supplémentaire. Cette comparaison est maintenant possible puisqu'on a vu qu'il n'y avait pas de corrélation entre $p_{\perp}^{\psi}$ et $p_{\perp}^{\pi}$ (du moins pour $p_{\perp}^{\pi} \leqslant$ 1.5 GeV/c).

TABLEAU 4 - 10

$< p_t^{\psi} >$ en fonction d'une coupure sur p_t^{μ}

	π^- 150 GeV/c			π^- 280 GeV/c		
	$\psi\mu$ en temps	ψ sans muon	Ecarts types	$\psi\mu$ en temps	ψ sans muon	Ecarts types
0	1.09 ± 0.02	1.052	1.9	1.25 ± 0.02	1.190	2.5
0.5 GeV/c	1.17 ± 0.04	1.052	2.9	1.31 ± 0.025	1.190	3.4

Cette étude détaillée du paragraphe 4-1 sur les caractéristiques cinématiques des événements $\psi\mu^{\pm}$ produits dans la cible de platine, nous permet les conclusions suivantes :

a / Il existe dans ces événements $\psi\mu^{\pm}$, un mécanisme particulier de production de ψ donnant lieu à des événements que nous avons appelé $\psi\mu_D$ et qui possèdent les caractéristiques suivantes :

- Le muon accompagnant le psi a une impulsion transverse importante et une rapidité faible comparés aux muons provenants d'une simple désintégration de pions ou kaons.
- Le psi accompagné d'un muon, possède à son tour une impulsion transverse plus forte et un X de Feynman plus faible que pour les événements ψ où aucun muon supplémentaire n'est produit.
- Ces événements $\psi\mu_D$ ont une assez forte corrélation entre l'impulsion transverse du psi et celle du muon supplémentaire.

b / Ces caractéristiques étant en moyenne plus prononcées à 280 GeV/c, il semble que la proportion d'événements $\psi\mu_D$ à 150 GeV/c soit plus faible qu'à 280 GeV/c. Ceci n'est pas surprenant, puisqu'on a vu (Chapitre 2), que le nombre d'événements fortuits est plus important à 150 GeV/c.

Il nous a malheureusement été impossible d'estimer quantitativement la proportion d'événements $\psi\mu_D$ pour ces deux énergies. Nous devrons donc pour compléter cette étude, calculer le nombre d'événements $\psi\mu_\pi$ par l'emploi d'un Monte-Carlo, pour en extraire le nombre d'événements $\psi\mu_D$ dans nos événements $\psi\mu^{\pm}$ à 150 GeV/c et 280 GeV/c. Le Chapitre 5 tentera de répondre à cette question.

4 - 2 LES QUADRIMUONS

Comme pour les trimuons, nous nous limiterons aux événements quadrimuons, où deux muons proviennent de la désintégration leptonique du psi. Cette étude porte sur deux lots principaux :

- Les événements $\psi\mu_3\mu_4$ tels que la masse invariante $M_{\mu_3\mu_4}$ soit inférieure à la masse du psi.
- Les événements $\psi\psi$

Ajoutons qu'aucune sélection en temps n'est faite sur ces événements $\psi\mu\mu$. Rappelons en effet que l'utilisation du GAMMA1 réduit sensiblement l'acceptance au centre de l'expérience (Chapitre 3). Le peu de statistique de ces événements $\psi\mu\mu$ ne nous permet pas d'être trop sévère.

4 - 2.1. LES EVENEMENTS $\Psi\mu_3\mu_4$ TELS QUE $M_{\mu_3\mu_4} \leq M_\Psi$

L'étude de ce lot d'événements où deux muons accompagnent le psi, présente en principe l'avantage d'être peu contaminé par des événements provenant de la désintégration de pion ($\psi\pi\pi K \rightarrow \psi\mu_\pi\mu_\pi$). La probabilité que deux pions accompagnant le psi se désintègrent entre la cible de platine et l'absorbeur est très faible comparativement à la probabilité de désintégration leptonique de deux mesons accompagnant le psi.

En effet, si l'on suppose que l'acceptance aux μ_π est la même qu'aux μ_D, on a dans la cible de platine :

$$\frac{N(\psi D\bar{D} \rightarrow \psi\mu^+_D\mu^-_D)}{N(\psi\pi\pi K \rightarrow \psi\mu^+_\pi\mu^-_\pi)} \sim \frac{N(\psi D\bar{D} \rightarrow \psi\mu^+_D)}{\frac{1}{2}N(\psi\pi\pi K \rightarrow \psi\mu^+_\pi)} \times \frac{p(D \rightarrow \mu X)}{p(\pi K \rightarrow \mu X)}$$

où $p(D \rightarrow \mu X)$ est la probabilité de désintégration du méson charmé en muon (8 %).

$p(\pi K \rightarrow \mu X)$ est la probabilité de désintégration d'un deuxième pion entre la cible de platine et l'absorbeur. Cette probabilité à déjà été calculée dans l'introduction du paragraphe 4-1 et est approximativement égale à 5.10^{-3}.

Le facteur $\frac{1}{2}$ provient du fait que l'on demande une topologie $\psi \pi^+ \pi^-$

On obtient alors :

$$\frac{N(\psi D\bar{D} \rightarrow \psi \mu^+_D \mu^-_D)}{N(\psi \pi\pi K \rightarrow \psi \mu^+_\pi \mu^-_\pi)} \simeq 30 . \frac{N(\psi D\bar{D} \rightarrow \psi \mu^\mp_D)}{N(\psi \pi\pi K \rightarrow \psi \mu^\pm_\pi)}$$

Le nombre d'événements $\psi \mu^+_\pi \mu^-_\pi$ par rapport aux événements $\psi \mu^+_D \mu^-_D$ est donc 30 fois plus faible que le nombre d'événements $\psi \mu^\mp_\pi$ par rapport aux événements $\psi \mu^\mp_D$.

Les événements $\psi \mu^+ \mu^-$ produits dans la cible de platine présentent donc l'immense avantage d'être beaucoup plus propres.

Toutefois, cet avantage ne peut être directement exploité, et une étude qualitative similaire à celle des événements $\psi \mu^\mp$ ne peut être faite.

En effet, le nombre d'événements $\psi \mu^+_D \mu^-_D$ attendus est très faible.

Si l'on suppose que tous les événements trimuons diminués des fortuits (environ 500) proviennent de ψ $D\bar{D}$, et si l'on suppose une acceptance au méson D accompagnant le psi de l'ordre de 50 %, on obtient :

$$N(\psi \mu^+_D \mu^-_D) \simeq \frac{1}{2} N(\psi \mu^\mp_D) \times A(D) \times p(D \rightarrow \mu X)$$

$$\simeq \frac{1}{2} \times 500 \times 50\% \times 8\%$$

Ce calcul rapide donne un ordre de grandeur du nombre d'événements $\psi \mu^+_D \mu^-_D$ que l'on attend dans les événements $\psi \mu^+ \mu^-$.

L'étude de ces événements se limite donc à un simple comptage.

Nous pouvons avec ces événements $\psi \mu^+ \mu^-$ construire simultanément deux vertex : l'un avec les deux muons provenant de la désintégration du psi, le second avec les deux muons supplémentaires.

On obtient ainsi les Tableaux 4-11 qui donnent pour les événements $\psi\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ et $\psi\mu^{+}\mu^{-}$ le nombre d'événements localisés dans une même cible où dans deux cibles différentes.

TABLEAUX 4 - 11 a

Localisation du psi et de la paire μ_3 μ_4 à 150 GeV/c

ψ \ $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$	Platine	Absorbeur
Platine	8	7
Absorbeur	1	6

ψ \ $\mu^{+}\mu^{-}$	Platine	Absorbeur
Platine	65	95
Absorbeur	27	118

TABLEAUX 4 - 11 b

Localisation du psi et de la paire μ_3 μ_4 à 280 GeV/c

ψ \ $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$	Platine	Absorbeur
Platine	4	5
Absorbeur	0	0

ψ \ $\mu^{+}\mu^{-}$	Platine	Absorbeur
Platine	3	20
Absorbeur	7	38

Ces Tableaux appellent plusieurs remarques :

- Le nombre d'événements $\psi\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ est très faible, aussi bien à 150 GeV/c qu'à 280 GeV/c. Ceci confirme le petit calcul fait précédemment qui montrait que le nombre d'événements $\psi\mu_{\pi}\mu_{\pi}$ est très faible.

- Le nombre d'événements $\psi\mu^{+}\mu^{-}$ est beaucoup plus important à 150 GeV/c qu'à 280 GeV/c. Il est difficile d'en donner une explication sans faire appel aux différences d'acceptance entre ces deux énergies. Or, ces acceptances sont jusqu'à présent trop mal connues.

Ajoutons que le nombre de fortuits à 150 GeV/c est plus fort qu'à 280 GeV/c. Ce qui peut en partie expliquer un tel excès d'événements quadrimuons à 150 GeV/c. (Rappelons que les flux totaux intégrés à ces deux énergies sont comparables).

- Le nombre d'événements tels que le psi est produit dans la cible de platine et la paire $\mu_3^+ \mu_4^-$ dans l'absorbeur, est environ trois fois plus important que le nombre d'événements tels que la paire $\mu_3^+ \mu_4^-$ est produit dans la cible de platine et le psi dans l'absorbeur. Ce qui signifie que le mécanisme :

$$\pi^- + \text{Platine} \rightarrow \psi_{\text{Platine}} + \pi\,\pi\,K \;\rightarrow + \text{(Absorbeur)} \rightarrow \mu_3^+ \mu_4^-$$

est plus probable que le mécanisme :

$$\pi^- + \text{Platine} \rightarrow (\mu_3^+ \mu_4^-)_{\text{Platine}} + \pi\,\pi\,K \;\rightarrow + \text{(Absorbeur)} \rightarrow \psi$$

Nous mettons ici en évidence un problème déjà rencontré dans l'étude des événements $\psi \mu^\pm$: celui de la réinteraction d'un pion secondaire.

Nous pouvons estimer le pourcentage d'événements de réinteraction dans les $(\psi \mu^+ \mu^-)$ absorbeur de la façon suivante :

Aux différences d'acceptances près, le nombre d'événements attendus dans l'absorbeur qui ne sont pas dus à la réinteraction vaut approximativement :

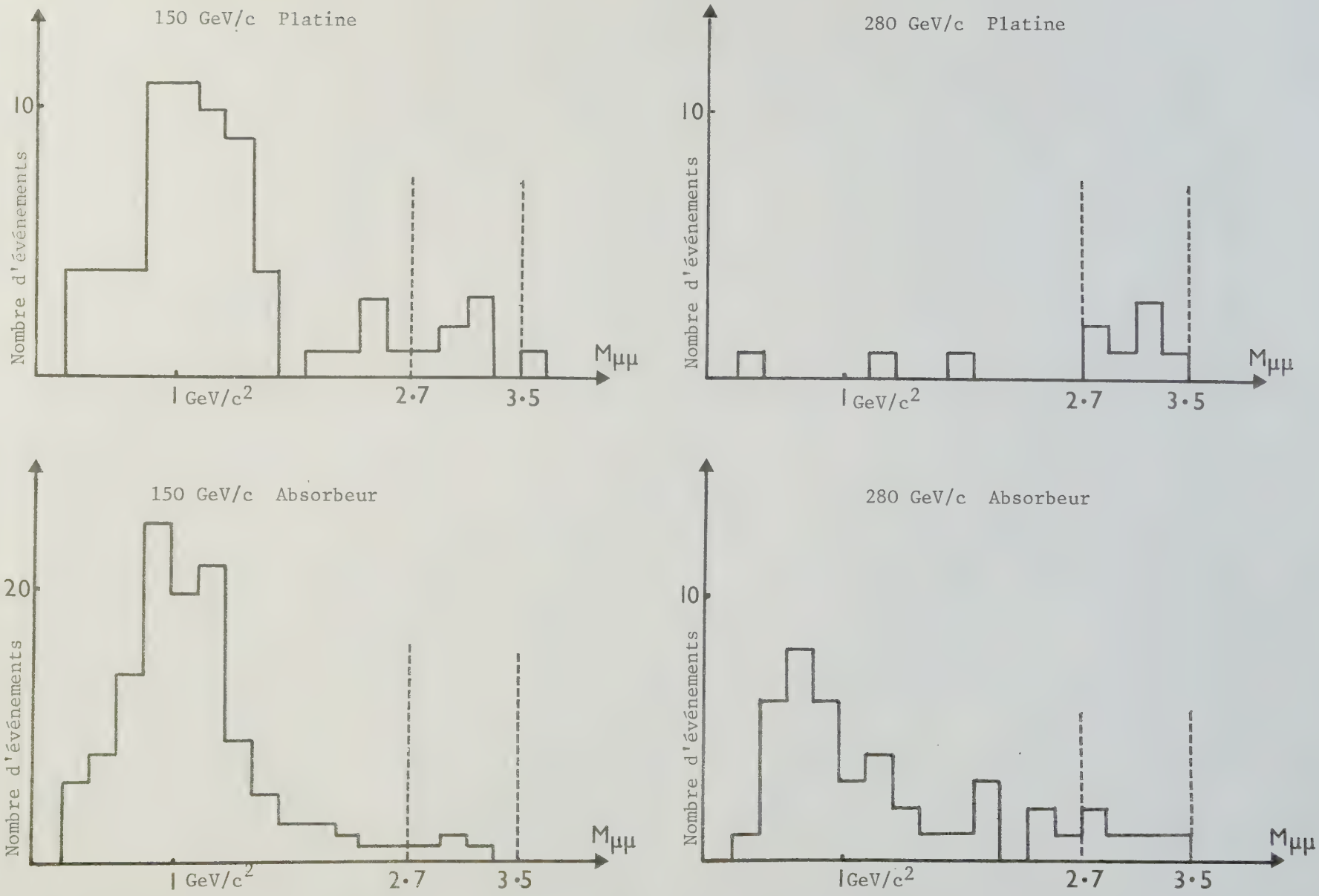
$$N_{\psi\mu^+\mu^-}^{\text{Dump}} \simeq N_{\psi\mu^+\mu^-}^{\text{platine}} \cdot \frac{1}{R_\psi}$$

où $$R_\psi = \frac{N_\psi^{\text{platine}}}{N_\psi^{\text{Dump}}}$$

est le rapport de production de psi non accompagné de muon. (Voir paragraphe 4-1.1.).

Figure 4 - 22

Spectre de masse des deux muons accompagnants le Ψ



On obtient alors à 150 GeV/c (resp. 280 GeV/c) 51 ± 7 % (respectivement $90 \begin{smallmatrix}+10\\-50\end{smallmatrix}$ %) d'événements de réinteraction dans l'absorbeur. Ce qui justifie l'hypothèse de 50 % utilisée dans le paragraphe 4-1.

- Le nombre d'événements ($\psi \mu^+ \mu^-$) platine à 280 GeV/c semble indiquer une faible section efficace de production de $\psi D\bar{D}$. Ce dernier point sera développé dans le Chapitre 5.

En conclusion, les événements $\psi\mu\mu$ ne peuvent qualitativement nous apporter des informations supplémentaires aux $\psi\mu^+_D\mu^-_D$. La proportion d'événements fortuits et d'événements de réinteraction est trop grande pour pouvoir mener une étude fructueuse de ces événements. Le peu d'événements produits dans la cible de platine à 280 GeV/c nous permettra dans le Chapitre 5 de donner une limite de section efficace au mécanisme de production de $\psi D\bar{D}$.

4 - 2.2. LES EVENEMENTS $\Psi\Psi$

4 - 2.2.1. MISE EN EVIDENCE D'UN SIGNAL DIPSI

Pour mettre en évidence un signal dipsi dans nos données $\psi \mu^+ \mu^-$, il suffit de tracer les spectres de masses de la paire $\mu_3^+ \mu_4^-$ accompagnant le psi (Figure 4-22).

Rappelons qu'une paire de muons est reconnue comme provenant de la désintégration d'un psi, si sa masse invariante est comprise entre 2.7 GeV/c^2 et 3.5 GeV/c^2.

Aux vues de cette Figure, nous pouvons faire deux remarques :

- Pour une même énergie, la contamination à la masse du psi, est beaucoup plus importante dans l'absorbeur que dans la cible de platine. Notons que ce problème à déjà été soulevé précédemment. La réinteraction dans l'absorbeur est assez importante. A ceci vient s'ajouter les événements fortuits, plus importants dans l'absorbeur. Il est donc difficile d'affirmer qu'il existe aussi bien à 150 GeV/c qu'à 280 GeV/c, un signal dipsi dans l'absorbeur.

- A 280 GeV/c, un signal dipsi apparait clairement dans la cible de platine. On a en effet, 7 événements dont la masse $M_{\mu_3\mu_4}$ est comprise entre 2.7 et 3.5 GeV/c^2, alors qu'on a seulement 3 événements dont la masse est inférieure à 1.9 GeV/c^2.

Rien n'exclut pourtant que ce signal soit dû à des événements fortuits, c'est à dire l'empilement de deux interactions.

Il est possible de se convaincre qu'il ne s'agit pas d'événements fortuits, en faisant le petit calcul suivant :

Calculons à 150 GeV/c, où la probabilité d'empilement de deux événements est plus élevée, le nombre d'événements $\Psi_{\mu\mu}\,\Psi_{\mu\mu}$ fortuits que l'on attend.

La probabilité qu'un deuxième psi soit observé à moins de 40 nanosecondes après un premier psi, (largeur des signaux du T3, correspondant au temps d'empilement des muons) est :

$$P = BN_\psi \cdot \frac{\tau}{\Delta T}$$

où τ est la largeur de coïncidence du T3

ΔT le temps de déversement d'un cycle SPS

N_ψ le nombre de ψ produits par déversement

B le rapport de branchement du psi en $\mu^+\mu^-$

à 150 GeV/c, $\Delta T = 1.2$ secondes

$BN_\psi = 13$

D'où $$P = 13 \cdot \frac{40}{1.2\ 10^9} = 4.3\ 10^{-7}$$

Si $N_{\psi\psi}$ est le nombre de $\psi\,\psi$ attendus, on a :

$$N_{\psi\psi} = BN_\psi^T \cdot A_{\psi\psi} \cdot P$$

où $BN_\psi^T = 2.9\ 10^6$ est le nombre total de $\psi\mu^+\mu^-$ produits dans la cible de platine durant toute la période de données.

$A_{\psi\psi}$ acceptance aux $\psi\,\psi$ fortuits. Elle est de l'ordre de l'acceptance à un seul psi, compte-tenu du fait que les quatre muons des deux psis peuvent contribuer au trigger. Elle est estimée à 15 % (Chapitre 5).

On a alors à 150 GeV/c

$$N_{\psi\psi} \sim 0.25$$

On s'attend donc à moins d'un événement $\psi\psi$ dans la cible de platine provenant d'un empilement de deux interactions.

Ce chiffre est encore plus faible à 280 GeV/c, la durée du déversement étant d'environ 1.8 secondes.

Les Tableaux 4-12 résument la statistique totale à 150 GeV/c et 280 GeV/c sur laquelle porte l'étude des dipsis.

TABLEAUX 4 - 12

150 GeV/c	Platine	Absorbeur
Platine	6	1
Absorbeur	1	4

280 GeV/c	Platine	Absorbeur
Platine	7	0
Absorbeur	0	5

Sur ces événements $\psi\psi$, tous ceux pour lesquels une mesure de temps est possible, sont en temps ; c'est à dire, qu'au moins l'un des muons d'un psi est à moins de 7 nanosecondes de l'un des muons de l'autre psi.

Les événements $\psi\psi$ où il n'a pas été possible de faire cette mesure en temps, soit à cause de l'acceptance réduite du compteur GAMMA1, soit à cause de son inefficacité, sont toutefois conservés. On suppose donc que tous les $\psi\psi$ sont en temps. Cette hypothèse de travail se justifie par le calcul précédent, qui montre qu'on attend moins d'un événement $\psi\psi$ du à un empilement.

Les Tableaux 4-13 et 4-14 donnent les caractéristiques cinématiques des dipsis exprimés dans le centre de masse de la réaction πp lorsque les deux psis sont assignés dans la même cible.

Remarques : On constate aux vues de ces Tableaux, que l'énergie d'un psi dans le centre de masse πp est quelques fois inférieure à sa masse théorique (3.1 GeV/c^2). Cela est dû à la résolution en masse. (Rappelons qu'un psi correspond à une masse invariante des deux muons comprises entre 2.7 GeV/c^2 et 3.5 GeV/c^2).

P impulsion (GeV/c), E énergie (GeV) dans le centre de masse πp

TABLEAUX 4 - 13

Cinématique des deux psis assignés dans la cible de platine à 150 GeV/c

P_x^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	P^ψ	P_T^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	E^ψ
- 0.77	- 2.12	4.46	5.06	- 0.13	1.72	2.44	4.37
2.71	- 1.2	2.00	4.2	- 2.60	2.031	3.47	5.18
0.01	0.36	- 0.11	3.26	0.34	0.47	4.38	5.43
1.42	1.18	1.06	3.09	- 1.12	- 1.17	1.96	4.07
1.30	0.56	0.80	3.64	- 0.75	0.30	3.74	5.03
0.61	0.50	3.64	4.82	- 0.83	- 1.67	- 1.01	3.67

Cinématique des deux psis assignés dans l'absorbeur à 150 GeV/c

P_x^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	P^ψ	P_T^ψ	P_T^ψ	P_z^ψ	E^ψ
- 0.11	0.34	0.35	2.61	2.15	0.01	- 0.14	3.47
1.22	0.42	3.99	5.71	- 1.84	0.34	2.94	4.59
0.48	1.14	2.37	3.96	- 0.59	- 0.28	0.76	3.26
0.03	1.53	2.66	5.-	1.07	- 0.41	- 1.56	3.65

TABLEAUX 4 - 14

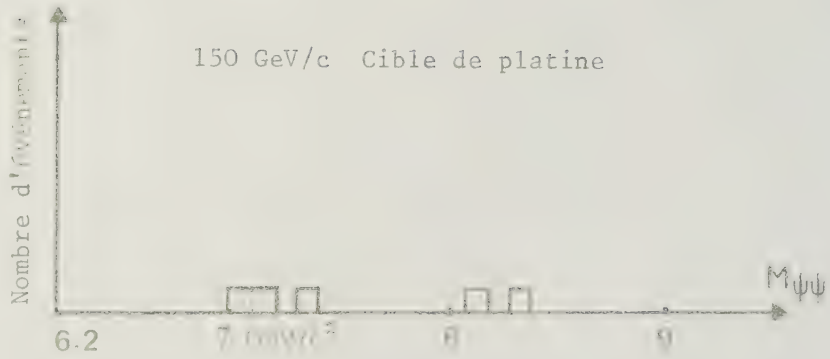
Cinématique des deux psis assignés dans la cible de platine à 280 GeV/c

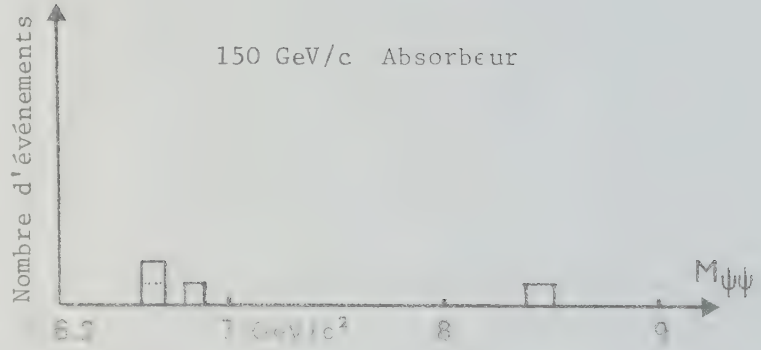
P_x^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	E^ψ	P_x^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	E^ψ
- 0.43	1.64	0.23	3.45	0.72	- 1.06	2.41	4.165
- 1.47	- 0.76	0.29	3.53	2.17	0.15	3.64	5.13 *
- 0.41	- 0.53	0.6	2.97	0.53	1.57	3.59	5.1
- 0.5	- 0.33	5.23	6.13	1.11	0.43	2.33	3.89
1.31	0.54	0.1	3.23	- 0.65	- 0.32	5.78	6.69
0.18	0.75	3.63	4.54	0.2	- 0.4	0.02	2.95
- 1.10	1.44	2.23	4.18	0.26	- 0.83	1.60	3.6

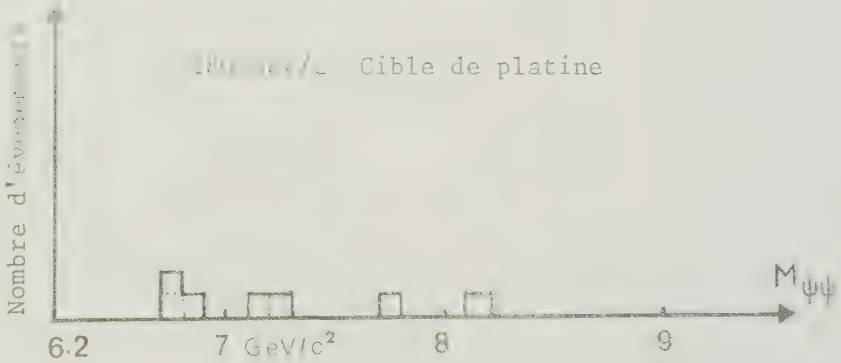
Cinématique des deux psis assignés dans l'absorbeur à 280 GeV/c

P_x^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	E^ψ	P_x^ψ	P_y^ψ	P_z^ψ	E^ψ
- 2.86	- 3.04	3.47	6.31	1.4	1.47	0.49	3.99
- 0.56	- 0.92	2.56	4.39	0.90	- 1.3	1.84	3.84
- 0.13	- 0.04	0.02	3.13	0.09	- 0.49	0.41	2.8
0.32	- 2.51	- 0.51	4.15	- 0.58	0.29	- 0.52	2.95
0.9	2.15	0.8	4.24	- 0.96	- 1.17	0.94	3.75

P impulsion (GeV/c), E énergie (GeV) dans le centre de masse πp







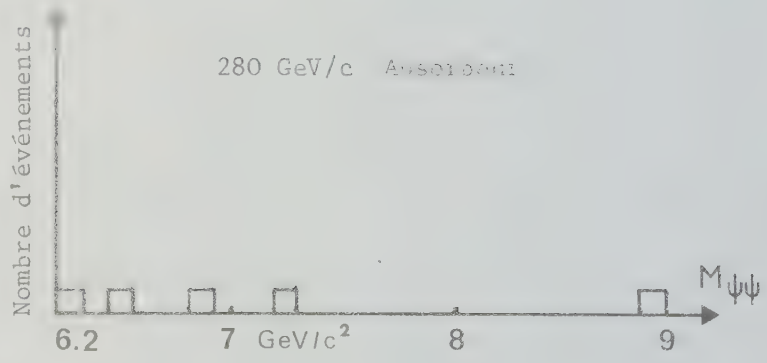


Figure 4 - 23

Spectre de masse des $\Psi\Psi$ assignés dans la même cible

4 - 2.2.2. SPECTRE EN MASSE DES DIPSIS

Pour calculer la masse invariante des dipsis, on leur attribue une masse de 3.1 GeV/c^2, afin d'augmenter la résolution. Cela revient à recalculer l'énergie de chaque psi à partir de la masse théorique et de l'impulsion mesurée :

$$E'_\psi = (P_\psi^2 + m_\psi^2)^{1/2} \quad [14] \qquad m_\psi = 3.1 \text{ GeV}/c^2$$

La masse invariante des dipsis se calcule alors par :

$$M^2_{\psi\psi} = (E'_{\psi_1} + E'_{\psi_2})^2 - (\vec{P}_{\psi_1} + \vec{P}_{\psi_2})^2$$

$$= 2 m_\psi^2 + 2 (E'_{\psi_1} E'_{\psi_2} - \vec{P}_{\psi_1} \cdot \vec{P}_{\psi_2}) \quad [15]$$

où $m_\psi = 3.1$ GeV/c^2 et E'_{ψ_1}, E'_{ψ_2} sont calculés à l'aide de la formule précédente [14]

On obtient ainsi les Figures 4-23 qui représentent les spectres en masse des dipsis pour les différentes énergies utilisées et pour les différentes cibles.

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- Dans la cible de platine, la masse invariante des dipsis est relativement loin du seuil de production (6.2 GeV/c^2). Ce qui semble indiquer que ces événements $\psi\psi$ ne sont pas des fortuits.

- Dans l'absorbeur, la masse invariante des dipsis reconstruits est beaucoup plus faible que dans la cible de platine. Cet effet surtout sensible à 280 GeV/c, ne peut s'expliquer par une différence d'acceptance entre la cible de platine et l'absorbeur. Le fait de passer du platine à l'absorbeur diminue l'acceptance au centre de l'appareillage (donc au faible masse invariante des $\psi\psi$) et augmente l'angle solide (donc favorise les grandes masses invariantes).
Cet effet est certainement du , d'une part, à la probabilité de réinteraction plus forte dans cette cible, et d'autre part, à la probabilité plus grande des fortuits.

4 - 2.2.3. TOPOLOGIE EN IMPULSIONS TRANSVERSES DES $\psi\psi$

Etant donné le peu d'événements $\psi\psi$, il est possible pour chaque événement de regarder comment se répartit l'impulsion transverse de chaque psi.

Les Figures 4-24 et 4-25 sont des diagrammes en (p_{1x}^{ψ} , p_{1y}^{ψ}) où chaque point représente l'impulsion transverse d'un psi. Les psis provenant de la même interaction sont reliés entre eux par un trait plein pour les dipsis platine, et un trait pointillé pour les dipsis dans l'absorbeur.

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- La valeur moyenne de l'impulsion transverse de tous les psis dans la cible de platine pour les $\psi\psi$ est un peu plus forte que pour des événements ψ seuls. (Tableau 4-15).

TABLEAU 4 - 15

Comparaison de $< p_t^{\psi} >$ pour les événements $\psi\psi$ et pour les événements ψ seuls dans la cible de platine (GeV/c)

	Evénements $\psi\psi$	Evénements ψ	Ecarts-types
150 GeV/c	1.21 $\pm$ 0.13	1.05	1.2
280 GeV/c	1.62 $\pm$ 0.20	1.19	2.1

Bien que statistiquement peu significatif, ce résultat est en accord avec la Figure 4-23 qui montre que la masse invariante des dipsis est loin du seuil de production.

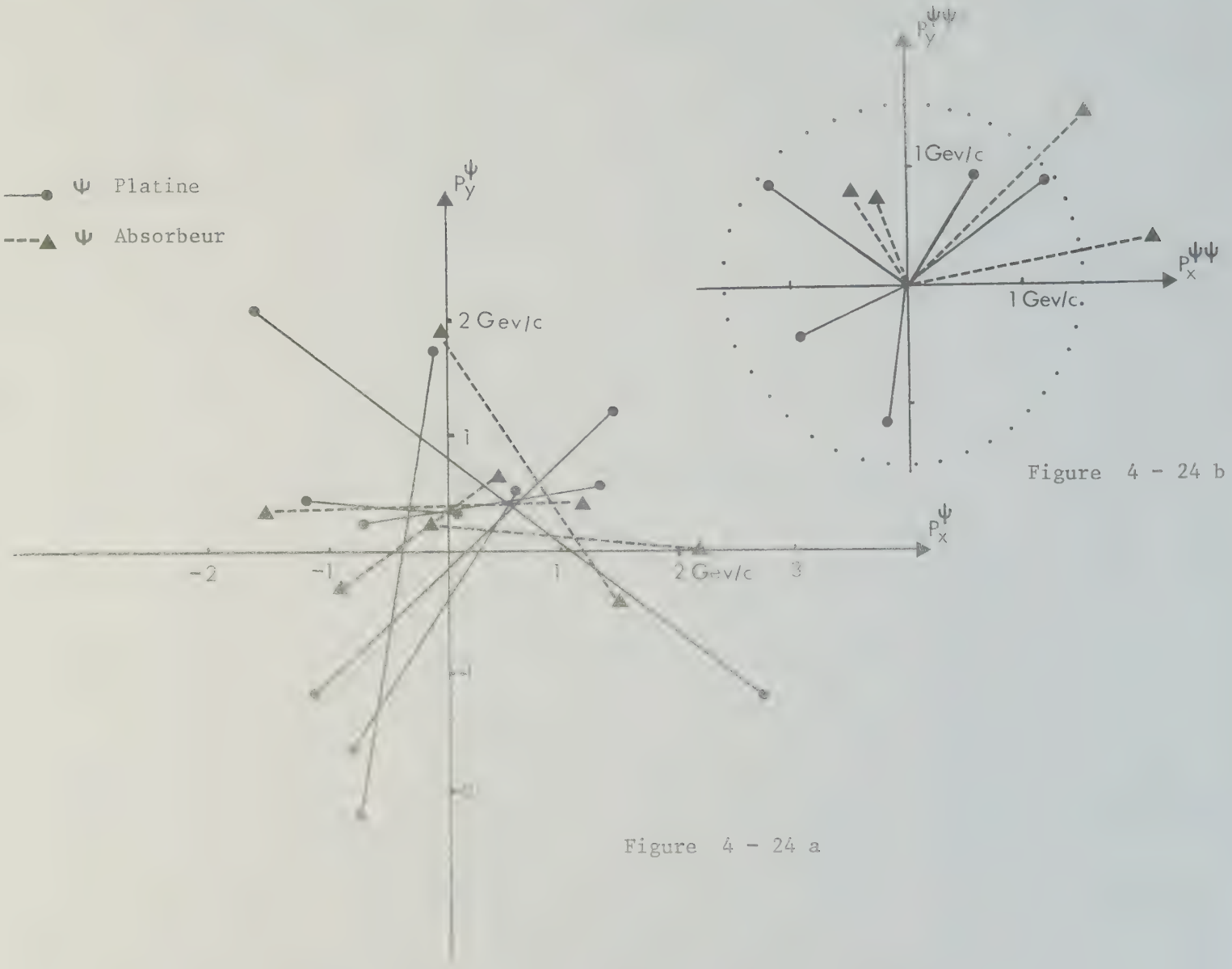


Figure 4 - 24 b

Figure 4 - 24 a

Diagrammes en impulsions transverses des événements dipsis à 150 GeV/c

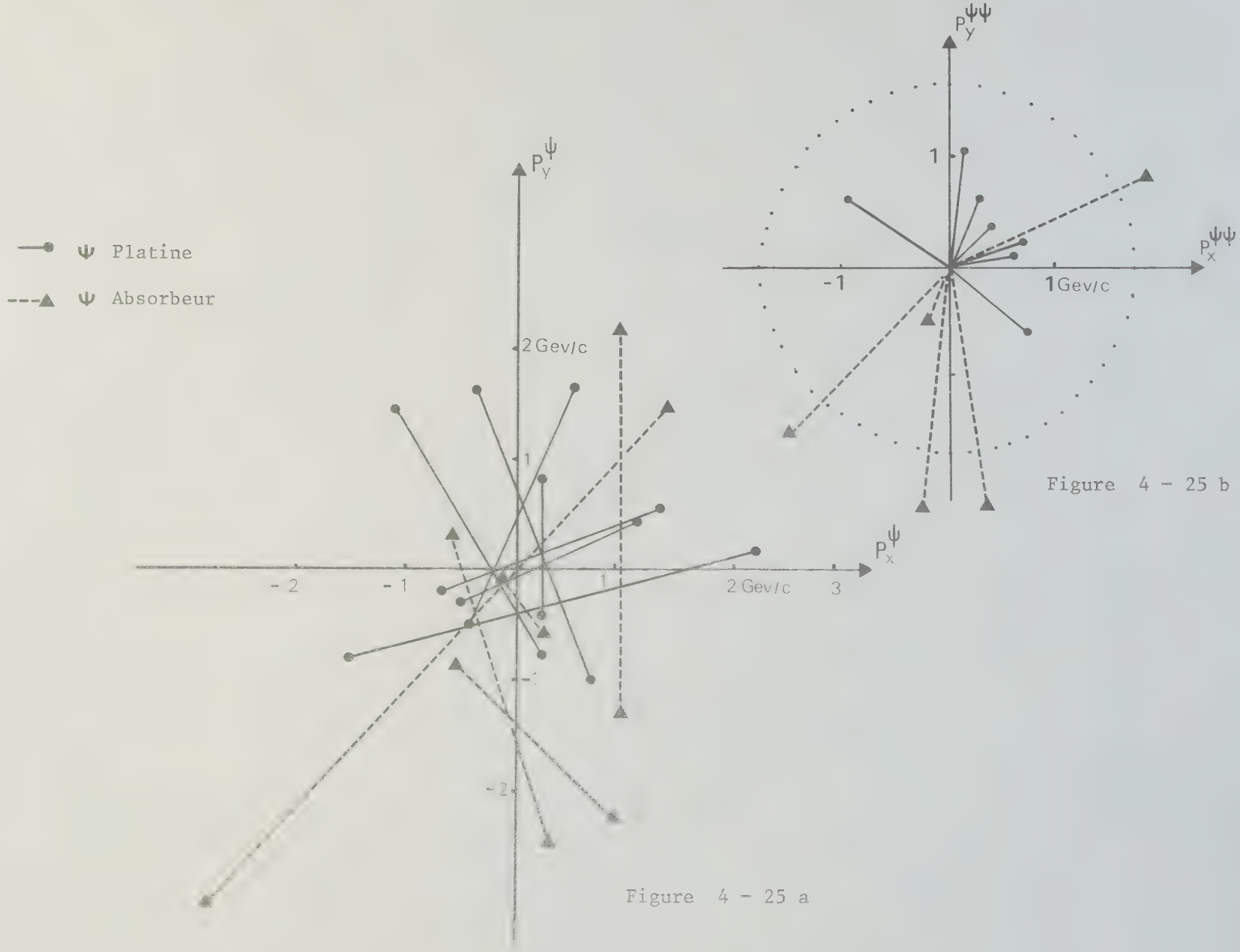


Figure 4 - 25 b

Figure 4 - 25 a

Diagrammes en impulsions transverses des événements dipsis à 280 GeV/c

- Il existe une forte corrélation entre l'impulsion transverse des deux ψ d'un même événement localisé dans la cible de platine.
Ils équilibrent leurs $P_\perp$ de façon que la paire $\psi\psi$ ait un $P_\perp$ assez faible (Figures 4-24 b et 4-25 b). On peut estimer l'impulsion transverse moyenne d'événements $\psi\psi$ fortuits par le petit calcul suivant :

Si l'on suppose les deux ψ décorrélés, et si l'on assimile leur distribution en impulsion transverse à une gaussienne, on obtient simplement :

$$\langle P_\perp^{\psi\psi}\rangle^2 = \langle P_\perp^{\psi_1}\rangle^2 + \langle P_\perp^{\psi_2}\rangle^2$$

Comme ces événements sont fortuits :

$$\langle P_\perp^{\psi_1}\rangle = \langle P_\perp^{\psi_2}\rangle$$

Donc :

$$\langle P_\perp^{\psi\psi}\rangle = \sqrt{2}\ \langle P_\perp^{\psi}\rangle$$

où $\langle P_\perp^{\psi}\rangle$ est donné par les événements seuls (Tableau 4-15). Cette valeur $\langle P_\perp^{\psi\psi}\rangle$ pour des événements fortuits est représentée sur les Figures 4-24 b et 4-25 b par les cercles pointillés.

On constate alors, surtout à 280 GeV/c, que les $\psi\psi$ dans la cible de platine ont tous une impulsion transverse inférieure à cette valeur.

Ce résultat qualitatif indique une fois de plus que ces événements dipsis dans le platine, ont des caractéristiques très différentes des événements dipsis fortuits.

Les conclusions importantes sur l'étude des événements quadrimuons sont les suivantes :

- Le peu d'événements $\psi\mu^+\mu^-$ observés dans la cible de platine à 280 GeV/c, semblent indiquer une faible section efficace de production de $\psi D\bar{D}$.

- Il existe un signal dipsi dans la cible de platine. Les caractéristiques des dipsis différents de celles des événements fortuits, d'une part, par leur masse invariante relativement élevée, et d'autre part par leur impulsion transverse faible.

CHAPITRE 5

INTERPRÉTATIONS PRÉLIMINAIRES

Le Chapitre 4 nous a permis de mettre qualitativement en évidence, la présence dans les événements multimuons, de deux mécanismes particuliers.

Le premier de ces mécanismes est la production d'événements $\psi\mu$ possédant des caractéristiques cinématiques sensiblement différentes de celles des événements provenant de la production $\psi\pi\pi K$:

- Impulsion transverse du muon plus élevé
- Rapidité du muon plus faible
- Impulsion transverse du psi plus forte
- x de Feynman du psi plus proche de zéro

Nous avons interprété ces différences comme issues de la production de mésons charmés en association avec le psi : $\psi D\bar{D}$

Le second mécanisme est la production d'événements dipsis dans la même cible, possédant des caractéristiques cinématiques très différentes de celles des événements dipsis fortuits :

- Masse invariante des dipsis loin du seuil théorique de production
- Impulsion transverse des dipsis faibles

Nous en avons alors conclu que ces dipsis étaient sans doute produits par la même interaction.

Le but de ce Chapitre est d'essayer d'apporter des réponses quatitatives à ces deux mécanismes particuliers de production de multi-muons, et de donner des ordres de grandeur des sections efficaces.

Toutefois, les résultats obtenus sont très préliminaires et demanderont à être confirmés. Nous devons donc considérer ce Chapitre comme l'introduction d'une étude beaucoup plus complète, qui sera menée dans les prochaines années.

Sa structure est la suivantes :

- Estimation de la contamination $\psi\pi\pi K$ dans les événements $\psi\mu$ à 150 et 280 GeV/c
- Estimation de la section efficace de production de $\psi D\bar{D}$ dans les interactions $\pi^- p$ à 280 GeV/c. Nous utiliserons un modèle de génération de $\psi D\bar{D}$ quelque peu phénoménologique
- Confirmation d'un signal dipsi à 150 et 280 GeV/c et estimation très approximative de la section efficace de production, en utilisant deux modèles de génération : "modèles corrélés et modèles décorrélés".

Dans toute la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux événements produits dans la cible de platine.

5 - 1. ESTIMATION DU NOMBRE D'EVENEMENTS $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$

L'estimation de cette contamination s'éffectue en utilisant le programme de simulation décrit au Chapitre 3 : Géant.
Rappelons que l'avantage de ce programme est de simuler toute la chaîne d'analyse. Il s'ensuit donc que les mêmes sélections décrites au Chapitre 3, sont faites sur ces événements engendrés.

Nous aurions pu calculer cette contamination $\psi\mu_{\pi}$, en utilisant les résultats de la version sans absorbeur de cette même expérience, où simultanément les muons, les pions et les kaons sont identifiés.

Malheureusement, l'analyse de cette expérience est à ce jour trop peu avancée, pour qu'il soit possible d'en utiliser les résultats avec confiance. Nous sommes alors amener à utiliser un modèle quelque peu phénoménologique de génération de $\psi\,\pi\,\pi\,K$.

5 - 1.1. MODELE DE GENERATION DE $\psi\pi\pi K$

Considérons la réaction : $\pi p \longrightarrow \psi + H$, où H est une gerbe hadronique. Dans le centre de masse du système $\pi\,p$, on a :

$$\vec{P}^{*}_{\psi} + \vec{P}^{*}_{H} = 0$$

Si les quantités cinématiques du psi sont connues, le problème est alors d'engendrer à l'intérieur de cette gerbe hadronique, la multiplicité en chargés, leurs impulsions transverses et leurs énergies. Nous utiliserons pour cela des résultats expérimentaux du groupe SLAC, qui a étudié dans le "deep innelastic" la production de gerbes hadroniques.

5 - 1.1.1. GENERATION DU PSI

Le psi est engendré suivant les distributions expérimentales des événements psis non accompagnés de muons de cette même expérience. Nous avons choisi comme variables cinématiques indépendantes, la variable de Feynman (x_f), l'impulsion transverse et l'angle azimutal ϕ.

Le x_f de Feynman est engendré suivant la distribution en Figure 5-1, et l'impulsion transverse, suivant la Figure 5-2. L'impulsion transverse peut être paramétrisée comme :

$$\frac{1}{p_t}\frac{d\sigma}{dp_t} \propto \left(1 - \frac{2p_t}{\sqrt{s}}\right)^{\alpha} \cdot \left(1 + \frac{p_t^2}{m_{\psi}^2}\right)^{\beta} \qquad (30)$$

$$\alpha = 5.56 \pm 0.5$$
$$\beta = -4.86 \pm 0.02$$

L'angle azimutal est engendré isotrope.

5 - 1.1.2. MULTIPLICITE DES CHARGES

La multiplicité moyenne des particules chargées dans une gerbe hadronique de masse invariante M_H est donnée par : (31)

$$\bar{N}^{\pm} = A + B.\mathrm{Ln}\, M_H^2$$

$A = 1.1 \quad (\mathrm{MeV}/c^2)$

$B = 0.895$

Une telle loi, donne à 150 GeV/c comme à 280 GeV/c, une multiplicité moyenne de l'ordre de sept. (Figure 5-3).

La proportion de hadrons négatifs, est obtenue à partir de : (32)

$$\bar{N}^{+}/\bar{N}^{-} = \frac{1}{2}\left(1.91 + 0.59\, e^{x}\right)$$

Avec : $x = \frac{Q^2}{2m_p \nu}$ $\qquad Q^2 = -(\tilde{p}_{\pi}^{inc} - \tilde{p}_{\psi})^2$ $\qquad \nu = [E_{\pi}^{inc} - E_{\psi}]_{Lab}$

La proportion de pions est, pour les positifs et les négatifs

$$\frac{\bar{N}_{\pi^+}}{\bar{N}^+} = 85\ \% \qquad \frac{\bar{N}_{\pi^-}}{\bar{N}^-} = 90\ \%$$

Remarque : Toutes ces multiplicités sont censées suivre une loi de Poisson. C'est à dire qu'une fois $\bar{N}_{\pi^+}$, $\bar{N}_{\pi^-}$, $\bar{N}_{k^+}$, $\bar{N}_{k^-}$ calculés, le nombre de particules est tiré suivant la distribution en probabilité :

$$p(N) = \frac{e^{-\bar{N}}}{N!} \cdot (\bar{N})^{N}$$

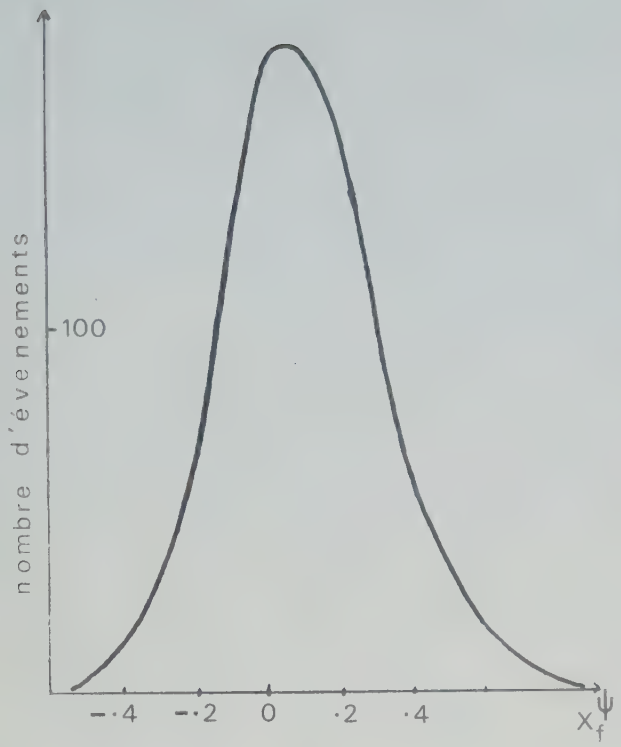


Figure 5 - 1

Distribution de x_f^ψ pour les ψ non accompagnés de muon (NA3)

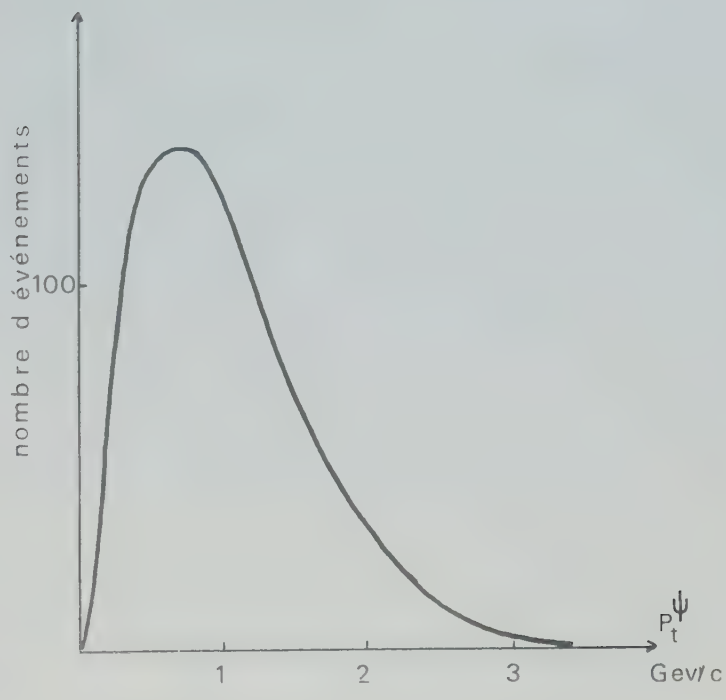


Figure 5 - 2

Distribution de l'impulsion transverse des ψ non accompagnés de muon (NA3)

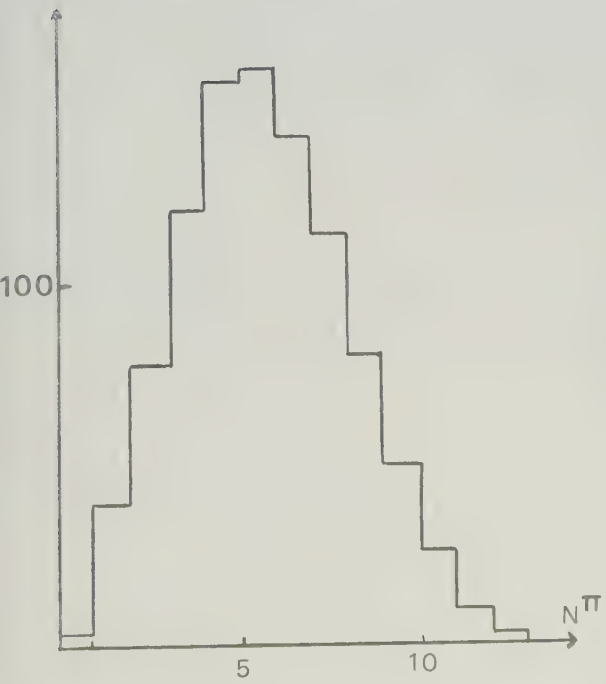


Figure 5 - 3

Multiplicité des particules chargées dans la gerbe hadronique (150 GeV/c)

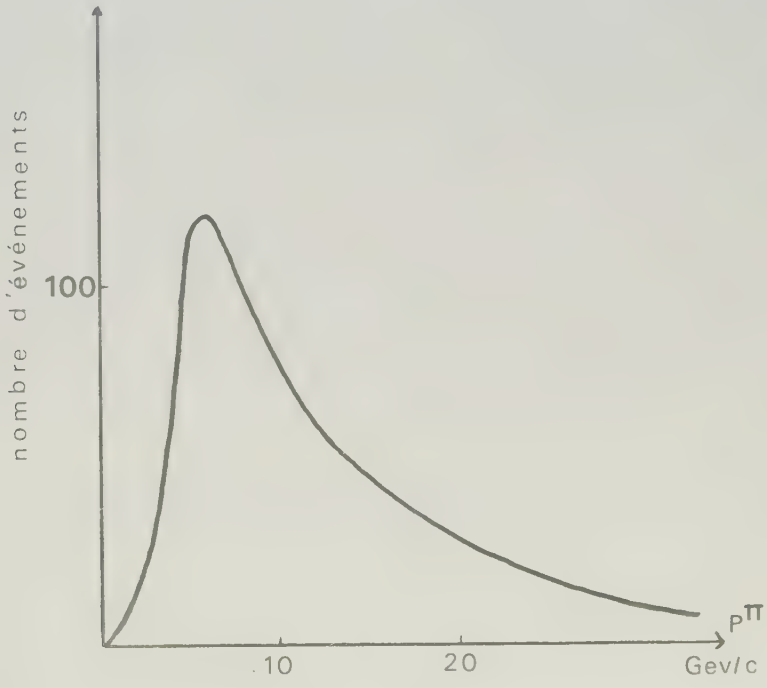


Figure 5 - 4

Distribution de l'impulsion des pions à la génération dans le système du laboratoire (150 GeV/c)

5 - 1.1.3. DISTRIBUTION EN ENERGIE DES CHARGES

Soit Z la fraction d'énergie dans le système du laboratoire qu'emporte le pion ou kaon de cette gerbe hadronique :

$$Z = \frac{E_{\pi}^{Lab}}{E_{H}^{Lab}}$$

On utilise comme distribution de probabilité pour cette variable (33)

$$f(Z) = \frac{1}{Z} \exp(-3.61\ Z) \text{ pour } 0.03 < Z < 0.9$$

De plus, l'énergie des hadrons chargés, doit être comprise entre 40 et 90 % de l'énergie totale de la gerbe. Ce qui signifie que l'énergie restante est emportée par des particules neutres que l'on ne simulent pas.
La Figure 5-4 montre la distribution en impulsion des pions obtenus ainsi.

5 - 1.1.4. DISTRIBUTION EN IMPULSION TRANSVERSE DES CHARGES

La distribution en impulsion transverse des pions et kaons à l'intérieur de cette gerbe (relativement à l'axe de cette gerbe dans le référentiel du laboratoire) est engendrée suivant la loi (31)

$$\frac{d\sigma}{d p_t^2} \propto \exp(-3.8\ p_t^2)$$

Ce qui conduit à une valeur moyenne de l'impulsion transverse relativement à l'axe de la gerbe dans le référentiel du laboratoire de 454 MeV/c. (Figure 5-5).

5 - 1.2. DISCUSSION DU MODELE

L'utilisation d'un modèle physique pose toujours le même problème : Les résultats sont-ils très dépendants des différents paramètres utilisés ? La méthode généralement utilisée pour étudier cette dépendance est de modifier ces différents paramètres et de comparer les résultats obtenus.

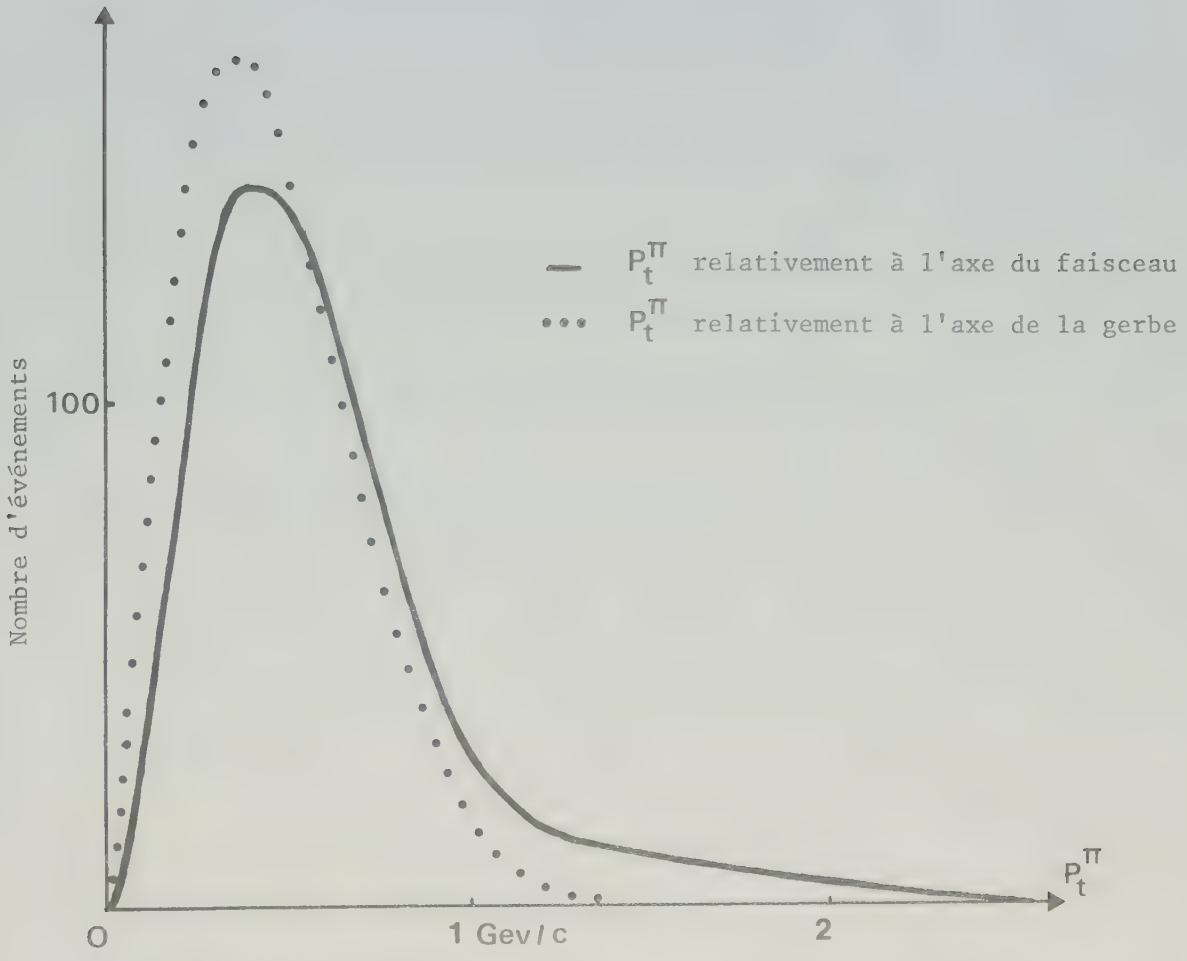


Figure 5 - 5

Distribution de l'impulsion transverse des pions à la génération relativement à l'axe du faisceau et à l'axe de la gerbe dans le référentiel du laboratoire (150 GeV/c)

Il nous a été malheureusement impossible pour l'instant de faire cette étude ; la raison majeure étant que le programme de génération demande beaucoup de temps calcul. (environ 20 000 secondes de 6 600 C.D.C. pour obtenir 30 événements acceptés).

Toutefois, certains arguments qualitatifs permettent de se convaincre que les résultats ne sont pas trop modèle dépendant.

En effet, pour qu'un événement $\psi\pi\pi K$ soit vu comme $\psi\mu_{\pi}$, il lui faut remplir trois conditions :

- Le psi doit être seul responsable du trigger (cette condition a été imposée dans le Chapitre 1, afin de pouvoir comparer directement les événements $\psi\mu$ et ψ).
- L'un des pions (ou kaons) doit se désintégrer avant l'absorbeur.
- Le muon provenant de cette désintégration doit être dans l'acceptance du GAMMA1 (Chapitre 3).

De ces trois conditions, seules les deux dernières sont sources d'erreurs systématiques, puisque le psi est simulé suivant les résultats expérimentaux de cette même expérience.

Les erreurs systématiques provenant des deux conditions sur les pions, peuvent être évaluées qualitativement par les raisonnements suivants :

- La dépendance de l'acceptance en fonction de la probabilité de désintégration d'un pion en muon, varie comme l'inverse de l'énergie du pion dans le laboratoire

$$P(\pi \rightarrow \mu) \simeq \frac{\Delta L}{\gamma c \tau_{\pi}} \simeq \frac{1}{E_{\pi}^{Lab}} \cdot \frac{m. \Delta L}{c \tau_{\pi}}$$

Or, l'énergie moyenne des pions dans les événements expérimentaux et pseudo-expérimentaux sont similaires. (Tableaux 5-1 et 5-2). L'erreur due à la probabilité de désintégration des pions est certainement inférieure à 10 %.

- Pour que le muon soit dans l'acceptance du GAMMA1, la condition principale est que son angle θ_ν vertical soit supérieur à l'angle θ_ν° du trou central du GAMMA1. Cette condition est la plus critique puisqu'elle implique une région ou la distribution en impulsion transverse des pions varie rapidement. En effet, si l'on prend pour P^{π}_{Lab} une valeur moyenne de 17 GeV/c (Tableau 5-2), et θ_ν° = 22 mrad, on obtient la condition $P_t^\nu \geqslant$ 380 MeV/c. Toutefois, le bon accord entre les valeurs moyennes des impulsions transverses des muons accompagnant le psi pour les événements expérimentaux et pseudo-expérimentaux aux Tableaux 5-1 et 5-2, semble indiquer une faible erreur.

5 - 1.3. RESULTATS DU MONTE - CARLO

Du fait de l'acceptance très faible des événements $\psi\mu_\pi$, les erreurs statistiques sont de l'ordre de 20 %. Cela nous suffira néanmoins, puisque les erreurs systématiques sont certainement plus grandes.

Les Tableaux 5-1 et 5-2, donnent les valeurs moyennes des impulsions transverses et longitudinales des pions à la génération, et des μ_π acceptés. Ces résultats sont comparés aux mêmes valeurs moyennes expérimentales des $\psi\mu$ non en temps.

Nous pouvons constater que les valeurs pseudo-expérimentales sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. Ce qui signifie que ce modèle utilisé n'est pas en contradiction trop grossière avec la réalité.

Nota : Dans toute la suite de ce Chapitre, il est sous entendu que les acceptances aux ψ, $\psi\pi\pi K$, $\Psi D\bar{D}$ et $\psi\psi$ calculés, supposent un rapport de branchement du psi en dimuon de 100 %. Lorsqu'il sera nécessaire de tenir compte du rapport de branchement exact, nous détaillerons les calculs.

TABLEAU 5 - 1

Valeurs moyennes des quantités cinématiques des pions et des μ_π accompagnant le psi (π^- 150 GeV/c)

	π simulés	μ_π acceptés	$\mu^\pm$ pour les $\psi\mu^\pm$ non en temps
$<P_t>$	601 MeV/c	430 $\pm$ 40 MeV/c	445 $\pm$ 9 MeV/c
$<P>$	12 GeV/c	10.0 $\pm$ 0.9 GeV/c	10.1 $\pm$ 0.2 GeV/c

TABLEAU 5 - 2

Valeurs moyennes des quantités cinématiques des pions et des μ_π accompagnants le psi (π^- 280 GeV/c)

	π simulés	μ_π acceptés	$\mu^\pm$ pour les $\psi\mu^\pm$ non en temps
$<P_t>$	596 MeV/c	460 $\pm$ 45 MeV/c	467 $\pm$ 14 MeV/c
$<P>$	17.4 GeV/c	11.2 $\pm$ .8 GeV/c	12.3 $\pm$ 0.2 GeV/c

Le Tableau 5-3 montre l'acceptance des événements $\psi'\pi\pi K$ obtenue avec ce modèle de génération. Rappelons que les acceptances ainsi calculées supposent un rapport de branchement du psi en dimuon de 100 %.

On remarquera que cette acceptance est légèrement plus faible à 280 GeV/c. Ceci est dû essentiellement à la vitesse du centre de masse plus grande à cette énergie. L'impulsion des pions est alors plus élevée (Tableaux 5-1 et 5-2), et leur probabilité de se désintégrer entre la cible de platine et l'absorbeur plus faible.

TABLEAU 5 - 3

Acceptance aux événements $\psi\mu_\pi$ à 150 et 280 GeV/c

	Nbre d'événements $\psi\pi\pi K$ simulés	Nbres de $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$ acceptés	Acceptance $A_{\psi\mu_\pi}$	Temps calcul de 6600 C.D.C. (secondes)
150 GeV/c	162 878	27	$1.7 \pm .3\ 10^{-4}$	13 000
280 GeV/c	262 147	29	$1.1 \pm .2\ 10^{-4}$	16 000

Les erreurs indiquées sont uniquement des erreurs statistiques. Nous ne connaissons pas les erreurs systématiques.

Nous pouvons alors estimer le nombre d'événements $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$ donnés par un tel modèle. Pour nous normaliser, nous utiliserons les événements psis sans autre muon produits dans la cible de platine durant toute la période de prise de données.

On a :

$$B.N^{T}_{\psi} \simeq 2.8\ 10^{6} \quad \text{à 280 GeV/c}$$

$$B.N^{T}_{\psi} \simeq 2.4\ 10^{6} \quad \text{à 150 GeV/c}$$

où B est le rapport de branchement du psi en $\mu^+\mu^-$.

On en déduit alors le nombre de $\psi\mu_\pi$ que l'on attend :

$$N_{\psi\mu_\pi} \simeq B \cdot N^{T}_{\psi} \cdot A_{\psi\mu_\pi}$$

d'où $N_{\psi\mu_\pi} \simeq 308 \pm 56$ à 280 GeV/c

$N_{\psi\mu_\pi} \simeq 408 \pm 76$ à 150 GeV/c

On obtient ainsi (Tableau 5-4), la proportion d'événements fortuits, $\psi\mu^{\mp}_{\pi}$ et $\psi\mu^{\mp}_{D}$ dans nos événements $\psi\mu^{\mp}$ expérimentaux produits dans la cible de platine.

Les événements $\psi\mu^{\mp}_{D}$ sont en fait, ceux que l'on ne peut expliquer ni par les $\psi\mu^{\mp}$ fortuits, ni par les $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$. Nous supposons donc que ces événements proviennent de la réaction :

$$\pi p \rightarrow \psi D \bar{D} + X \rightarrow \psi\mu^{\mp}_{D}$$

TABLEAU 5 - 4

Nombres d'événements $\psi\mu^{\pm}$ fortuits, $\psi\mu^{\pm}_{\pi}$ et $\psi\mu^{\pm}_{D}$ dans les événements $\psi\mu^{\pm}$ produits dans la cible de platine

	$\psi\mu^{\pm}$ fortuits	$\psi\mu^{\pm}_{\pi}$	$\psi\mu^{\pm}_{D}$
150 GeV/c	314 ± 25	408 ± 76	382 ± 80
280 GeV/c	239 ± 30	308 ± 56	306 ± 64

Ce tableau appelle plusieurs remarques :

- Nous confirmons un rapide calcul du Chapitre 4 qui indiquait que la proportion d'événements $\psi\mu_\pi$ n'est pas négligeable. On voit clairement apparaître ici la difficulté de l'étude des événements $\psi\mu^{\mp}$. Nous avons à distinguer entre trois origines différentes d'événements en quantité égale.

- Le modèle de génération de $\psi\pi\pi K$ permet d'expliquer à 150 GeV/c, approximativement tous les événements $\psi\mu^{\pm}$ dans la cible de platine. Ceci indique en particulier, que même si le modèle n'est pas exact, il donne une limite supérieure à l'acceptance calculée.

- Par contre, à 280 GeV/c, 50 % des événements $\psi\mu^{\pm}$ diminués des fortuits ne sont pas explicables par des événements $\psi\mu_{\pi}$

En conclusion, si l'on croit à la validité de ce modèle de génération de $\psi\pi\pi K$, il existe surtout à 280 GeV/c un excès d'événements inexplicable par les événements $\psi\mu^{\mp}_{\pi}$. Nous sommes alors amenés tout naturellement à identifier ces quelques 300 événements aux événements que nous avons qualitativement mis en évidence au Chapitre 4 et qui proviennent (Chapitre 1) de la réaction :

$$\pi p \longrightarrow \psi D\bar{D} + X \longrightarrow \psi\mu^{\pm}$$

Nous allons donc estimer l'acceptance d'un tel mécanisme, via un modèle le plus réaliste et le plus simple possible.

5 - 2. MODELE DE GENERATION DE ψ $D\bar{D}$

Nous allons décrire dans ce paragraphe, le modèle que nous avons utilisé pour représenter ces événements ψ $D\bar{D}$. Nous en déduirons alors l'acceptance aux événements $\psi\mu^{\pm}_{D}$ puis $\psi\mu^{\mp}_{D}\mu^{-}_{D}$. Nous pourrons ainsi estimer dans la limite de nos erreurs systématiques encore mal connues, le rapport $\sigma(\psi D\bar{D}) / \sigma(\psi)$.

Rappelons que ces résultats devront être intreprétés avec précaution, cette analyse n'étant qu'à son début.

5 - 2.1. GENERATION DU PSI

Ainsi que nous l'avons vu au Chapitre 1 et 4, les caractéristiques cinématiques du psi pour le mécanisme ψ' $D\bar{D}$, sont assez différentes des distributions du mécanisme général de production du psi.

5 - 2.1.1. DISTRIBUTION EN X_f DU PSI

Puisque ce mécanisme de production de mésons charmés en association avec le psi, se fait par liaison quark anti-quark charmé de la mer du pion et du proton, on peut écrire : (Chapitre 1).

$$\frac{d\sigma}{d x_f} (\psi D \bar{D}) \propto \frac{x_1 \cdot f_c (x_1) \cdot x_2 \cdot f_{\bar{c}} (x_2)}{x_1 + x_2}$$

Or, nous avons vu que si l'on suppose une mer SU (4) symétrique, les fonctions de structure des quarks charmés des pions et protons, s'écrivaient respectivement $(1 - x_1)^4$ et $(1 - x_2)^6$

D'où : $$\frac{d\sigma}{d x_f} \propto \frac{(1 - x_1)^4 . (1 - x_2)^6}{x_1 + x_2}$$

où x_1 et x_2 sont fonctions de x_f.

La conséquence d'une telle paramétrisation, est que la distribution du x_f du psi est plus centrée autour de zéro. (Figure 5-6).

$$\frac{d\sigma}{d x_f} \propto (1 - x_f)^{5.3}$$

Signalons que les résultats dépendent beaucoup des puissances des fonctions de structure des quarks charmés de la mer, vu que l'acceptance à x_f voisin de zéro varie trop rapidement.

5 - 2.1.2. DISTRIBUTION EN P_t DU PSI

La distribution en impulsion transverse du psi est engendrée suivant la distribution expérimentale (Figure 5-2), des événements ψ non accompagnés de muons. Cette hypothèse de travail est moins critique puisqu'on a vu, d'une part que l'acceptance en P_t^{ψ} est relativement plate (elle varie d'environ 30 % entre 0 et 3 GeV/c), et d'autre part, que l'impulsion transverse des ψ pour les événements $\psi \mu^{\mp}$ n'est pas significativement différente de celle des événements ψ sans muon.

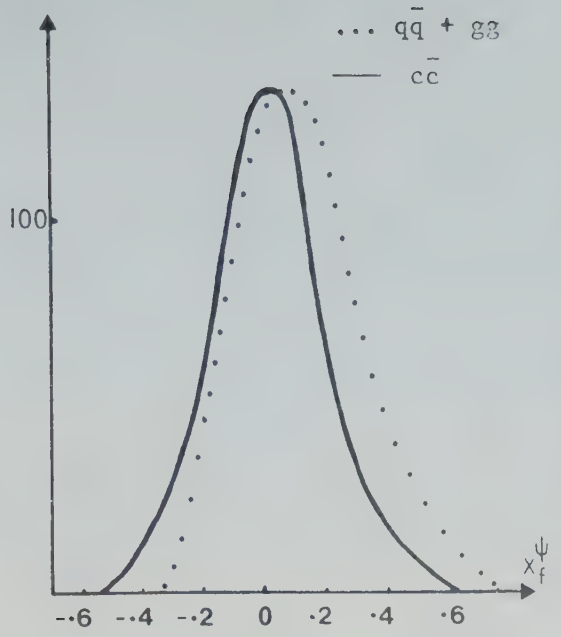


Figure 5 - 6

Distribution de x_f^ψ

à la génération (150 GeV/c)

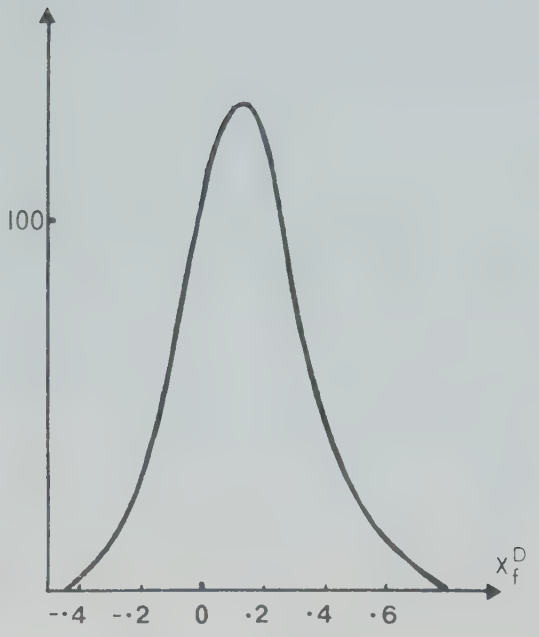


Figure 5 - 7

Distribution de x_f^D pour les mésons D

à la génération (150 GeV/c)

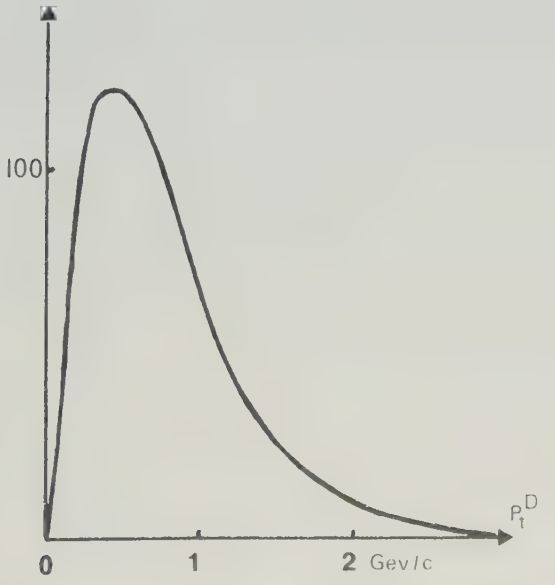


Figure 5 - 8

Distribution de l'impulsion transverse des "D" à la génération (150 GeV/c)

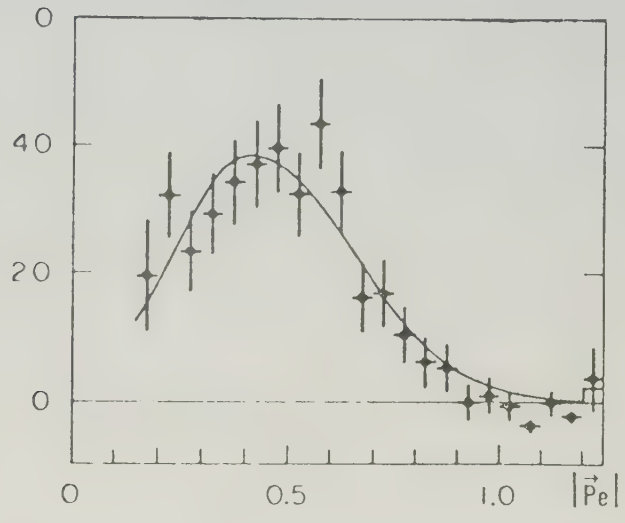


Figure 5 - 9

Distribution de l'impulsion des électrons provenant de la désintégration des "D" (SPEAR)

5 - 2.2. GENERATION DES MESONS CHARMES

Les mésons D seront simulés décorrélés du psi suivant le modèle central (34)

$$\frac{d\sigma_D}{dx_f^D\, dp_\perp^{D2}} = \frac{1}{E_D} \cdot p_\perp^D \cdot e^{-\beta p_\perp^D} \left(1 - |x_f - x_0|\right)^3$$

avec $\beta = 2.5$

$x_0 = 0.25$

$E_D = \left(p_\perp^{D2} + \frac{1}{4} x_f^2 S + m_D^2 \right)^{1/2}$

$m_D = 1.868\ \text{GeV}/c^2$

La constante x_0 traduit le fait que les quarks dans le pion sont plus rapides que dans le proton. Une preuve indirecte de cet effet est la distribution de x_f^ψ dont la valeur moyenne est voisine de 0.2.(Fig. 5-6).

Les Figures 5-7 et 5-8 montrent les distributions obtenues par une telle loi.

5 - 2.3. DESINTEGRATION DES 'D' EN MUONS

Les mésons D ainsi simulés, sont désintégrés en muons suivant la réaction $D \longrightarrow X\mu\nu$. La distribution en impulsion totale du muon est simulée d'après les résultats expérimentaux de SPEAR (35), obtenus par l'étude de la désintégration semi-leptonique des mésons charmés suivants : $D \longrightarrow Xe\nu_e$ (Figure 5-9).

Cette distribution est paramétrisée par :

$$\frac{d\sigma}{dp_\mu} \propto p_\mu^2 e^{-\alpha p_\mu^2} \qquad \alpha = 5.64$$

Le rapport de branchement du D en muon est pris égal à 8 % (29)

5 - 2.4. RESULTATS DU MONTE - CARLO

Nous utilisons ce modèle de génération de $\psi D\bar{D}$ pour les données à 150 et 280 GeV/c, et uniquement pour les événements produits dans la cible de platine.

Nous l'appliquons successivement aux événements $\psi\mu^{\pm}$ et $\psi\mu^{+}\mu^{-}$, pour déterminer un ordre de grandeur de la section efficace d'un tel processus.

5 - 2.4.1. APPLICATIONS AUX EVENEMENTS $\psi\mu_D^{\pm}$

Les Tableaux 5-5 résument les valeurs moyennes des quantités cinématiques des ψ et muons acceptés dans notre appareillage, comparés aux mêmes valeurs moyennes des événements $\psi\mu^{\pm}$ expérimentaux en temps.

TABLEAU 5 - 5 a

Caractéristiques des événements acceptés à 150 GeV/c

150 GeV/c	$\langle P_t^{\psi} \rangle$ (GeV/c)	$\langle x_f^{\psi} \rangle$	$\langle P_t^{\mu} \rangle$ (GeV/c)	$\langle Y_{\mu} \rangle$
$\psi\mu_D^{\pm}$ pseudo-expérimentaux	1.0 ± 0.1	0.18 ± 0.01	0.9 ± 0.1	0.33 ± 0.09
$\psi\mu_D^{\pm}$ en temps expérimentaux	1.09	0.21	0.537	0.88 ± 0.02

TABLEAU 5 - 5 b

Caractéristiques des événements acceptés à 280 GeV/c

280 GeV/c	$\langle P_t^{\psi} \rangle$ (GeV/c)	$\langle x_f^{\psi} \rangle$	$\langle P_t^{\mu} \rangle$ (GeV/c)	$\langle Y_{\mu} \rangle$
$\psi\mu_D^{\pm}$ pseudo-expérimentaux	1.4 ± 0.2	0.13 ± 0.02	1.2 ± 0.2	0.55 ± 0.09
$\psi\mu_D^{\pm}$ en temps expérimentaux	1.25	0.155	0.573	0.53 ± 0.02

Ces Tableaux indiquent que le modèle utilisé semble bien pouvoir représenter les événements $\psi\mu^{\pm}_{D}$ mis en évidence dans le Chapitre 4. On remarquera, en particulier, qu'un tel modèle donne au muon accompagnant le psi, une impulsion transverse de l'ordre de 1 GeV/c, ce qui est compatible avec les résultats du Chapitre 4, concernant les queues de distributions en P_t des muons accompagnant le psi.

En prenant un rapport de branchement du méson charmé D en muon de 8 %, on obtient une acceptance de :

$$A_{\psi\mu^{\pm}_{D}} = 3.8\ 10^{-3} \quad \text{à 150 GeV/c}$$
$$A_{\psi\mu^{\pm}_{D}} = 1.5\ 10^{-3} \quad \text{à 280 GeV/c}$$

Nous pouvons alors estimer le rapport de section efficace $\frac{\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \to \psi X)}$ de la façon suivante :

$$\frac{N^{*}_{\psi\mu^{\pm}_{D}}}{N^{*}_{\psi}} = \frac{\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D}) \cdot A_{\psi\mu^{\pm}_{D}}}{\sigma(\pi p \to \psi X) \cdot A_{\psi}}$$

où N^{*} est le nombre d'événements $\psi\mu^{\pm}_{D}$ observés

A est l'acceptance

D'où :

$$\frac{\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \to \psi X)} = \frac{N^{*}_{\psi\mu^{\pm}_{D}}}{A_{\psi\mu^{\pm}_{D}}} \cdot \frac{1}{B \cdot N^{\pm}_{\psi}}$$

En utilisant les résultats du Tableau 5-4, qui donnent une estimation du nombre de $\psi\mu^{\pm}_{D}$ dans nos événements $\psi\mu^{\pm}$, on obtient :

$$\frac{\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \to \psi X)} \simeq 2\ \% \quad \text{à 150 GeV/c}$$
$$\frac{\sigma(\pi p \to \psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \to \psi X)} \simeq 7\ \% \quad \text{à 280 GeV/c}$$

5 - 2.4.2. APPLICATIONS AUX EVENEMENTS $\psi\mu^{+}\mu^{-}$

Il est possible de confirmer les résultats précédents, en utilisant les événements $\psi\mu^{+}_{3}\mu^{-}_{4}$ dont $M_{\mu^{+}_{3}\mu^{-}_{4}} \leqslant 2.7\ \text{GeV/c}^2$.

Si nous supposons que tous ces événements proviennent de $\Psi D\bar{D}$ nous pouvons donner une limite supérieure du rapport $\frac{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi D \bar{D})}{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi x)}$. Toutefois, nous devons redoubler de prudence quant à la validité des résultats. Nous sommes en effet, encore plus dépendant du modèle, puisqu'on exige que les deux muons provenant de la désintégration des D soient dans l'appareillage.

Ce modèle de génération de $\Psi D\bar{D}$ donnerait une acceptance aux $\Psi \mu_D^+ \mu_D^-$ de :

$$A_{\Psi \mu_D^+ \mu_D^-} \sim 4.10^{-5} \quad \text{à 150 GeV/c}$$
$$A_{\Psi \mu_D^+ \mu_D^-} \sim 5.10^{-5} \quad \text{à 280 GeV/c}$$

On a comme au paragraphe précédent :

$$\frac{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi x)} \leqslant \frac{N^*_{\Psi \mu^+ \mu^-}}{A_{\Psi \mu^+ \mu^-_D}} \cdot \frac{1}{B \cdot N^T_\Psi}$$

En utilisant les résultats des Tableaux 4-11 (Chapitre 4, paragraphe 4-2.1.), relatifs aux nombres d'événements $\psi \mu^+ \mu^-$ dans la cible de platine, on obtient :

$$\frac{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi x)} \lesssim 68\ \% \quad \text{à 150 GeV/c}$$

$$\frac{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi D\bar{D})}{\sigma(\pi p \rightarrow \Psi x)} \lesssim 2\ \% \quad \text{à 280 GeV/c}$$

Nous remarquerons que les événements $\Psi \mu^+ \mu^-$ à 150 GeV/c ne nous permettent pas de donner une limite sérieuse à la section efficace de production de $\Psi D\bar{D}$. Ce qui signifie que les événements $\Psi \mu^+ \mu^-$ dans le platine à 150 GeV/c ne seraient pas dus uniquement à ce mécanisme de production.

La faible limite (2 %) donnée par les événements $\psi\mu^+\mu^-$ à 280 GeV/c, nécessitera d'être confirmée par une étude plus complète dans les années à venir.

En conclusion, l'étude des événements $\psi\mu^{\pm}$ et $\psi\mu^+\mu^-$ à 150 et 280 GeV/c, semble indiquer une section efficace relativement faible du mécanisme de production de mésons charmés en association avec le psi. Bien que ces résultats sont assez dépendants du modèle, nous pouvons donner l'estimation suivante :

$$\frac{\sigma(\pi p \rightarrow \psi D \bar{D})}{\sigma(\pi p \rightarrow \psi x)} \sim 2 \text{ à } 7\ \%$$

où $\sigma(\pi p \rightarrow \psi D \bar{D}) \sim$ 2 à 10 nb/nucléon
dans la gamme d'énergie 150 et 280 GeV/c

5 - 3. GENERATION D'EVENEMENTS $\Psi\Psi$

Le Chapitre 4 nous a permis de mettre qualitativement en évidence un signal dipsi dans la cible de platine. Notre but dans ce paragraphe, n'est pas d'essayer de donner l'origine de ces événements dipsis.

Nous nous proposons de confirmer tout d'abord ce signal dipsi, en utilisant un modèle de génération simulant des événements $\psi\psi$ fortuits. Les caractéristiques différentes des événements ainsi simulés et des événements expérimentaux, nous permettront de confirmer que les événements dipsis observés ne sont pas fortuits.

Ensuite, nous utiliserons un second modèle de génération dit modèle corrélé beaucoup plus phénoménologique, pour estimer la section efficace d'un tel mécanisme de production.

La comparaison des résultats obtenus avec ces deux modèles nous donne une estimation des erreurs systématiques inhérentes aux modèles utilisés.

5 - 3.1. MODELE DECORRELE

Ce modèle consiste à simuler dans la cible de platine, deux psis de façon complètement indépendante.

Les distributions de l'impulsion transverse et du x de Feynman de chaque psi, sont extraites des événements ψ de cette même expérience ou aucun muon supplémentaire n'est observé.(Figures 5-1 et 5-2).

Un tel modèle n'est évidemment pas très réaliste pour représenter la production d'événements dipsis. Par contre, il simule correctement des événements $\psi\psi$ fortuits ; c'est à dire des événements $\psi\psi$ dus à l'empilement de deux événements ψ produits par deux interactions différentes.

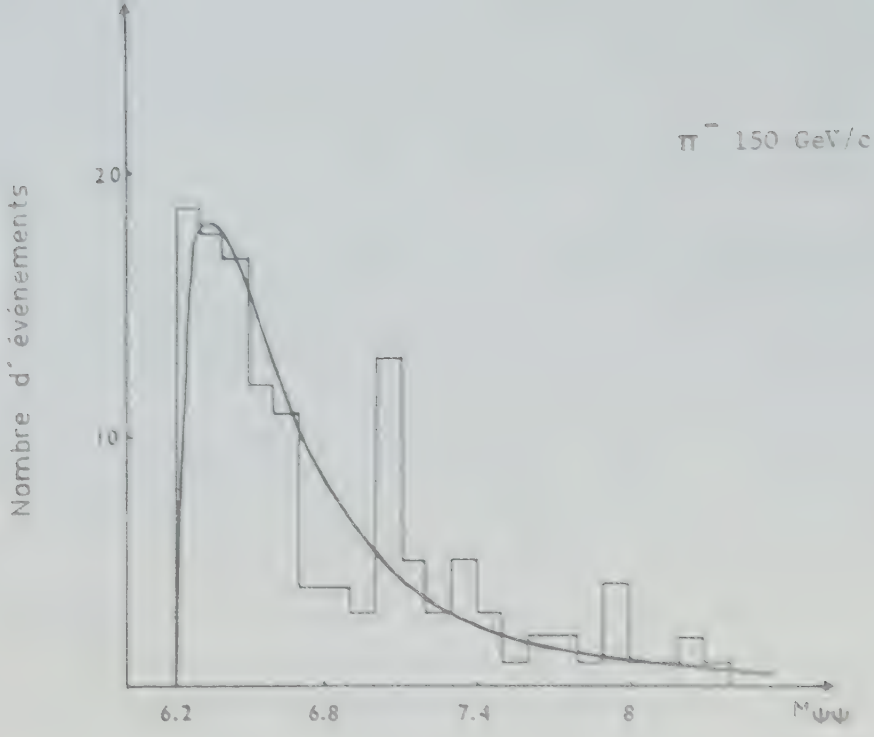
5 - 3.1.1. SPECTRE DE MASSE ET IMPULSION TRASVERSE DES DIPSIS PSEUDO-EXPERIMENTAUX

Les Figures 5-10 montrent les spectres de masse des dipsis pseudo-expérimentaux acceptés par notre appareillage. Ces Figures sont à comparer directement aux Figures 4-23 (Chapitre 4, paragraphe 4-2.2.3.) qui montrent que les masses des dipsis expérimentaux sont loin du seuil théorique de production (supérieures à 7 GeV/c^2 à 150 GeV/c et 6.7 GeV/c^2 à 280 GeV/c).

TABLEAU 5 - 6

Valeur moyenne de la masse invariante de $\psi\psi$ dans la cible de platine à 150 et 280 GeV/c

$M_{\psi\psi}$ (GeV/c^2)	$\psi\psi$ expérimentaux	$\psi\psi$ pseudo-expérimentaux	Ecarts-Types
150 GeV/c	7.6 $\pm$ 0.2	6.54 $\pm$ 0.03	5
280 GeV/c	7.4 $\pm$ 0.2	6.75 $\pm$ 0.03	3



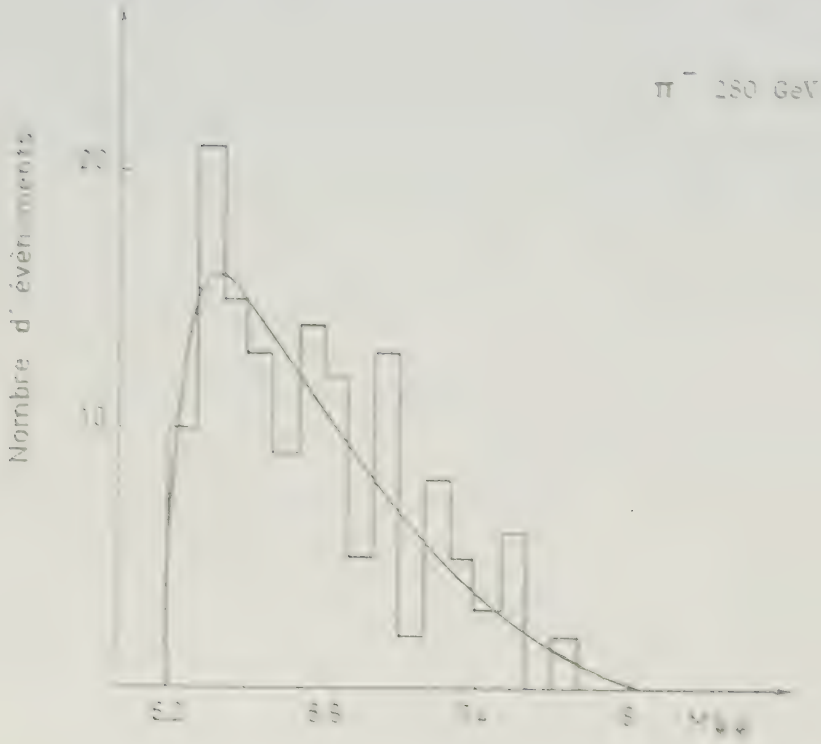


Figure 5 - 10

Distribution de la masse invariante des ΨΨ à la génération

(modèle décorrélé)

Au vue de ces résultats, nous pouvons conclure que nos événements dipsis platine à 150 et 280 GeV/c ne sont pas des événements fortuits. Ils présentent des caractéristiques cinématiques très différentes : masse invariante loin du seuil, et impulsion transverse faible.

Ayant confirmé que ces dipsis proviennent d'une seule interaction, nous allons tenter de donner un ordre de grandeur de la section efficace de ce processus en utilisant ce modèle de génération.

5 - 3.1.2. ACCEPTANCE AUX DIPSIS FORTUITS

Bien que ce modèle décorrélé ne soit pas très réaliste pour représenter ces événements dipsis expérimentaux, il est intéressant d'estimer son acceptance :

$$A_{\psi\psi}^{\text{fortuits}} = \frac{N^{\text{simulé}}}{N^{\text{accepté}}}$$

On obtient alors les résultats du Tableau 5-8

TABLEAU 5 - 8

Acceptance aux événements fortuits dans la cible de platine

	150 GeV/c	280 GeV/c
$A_{\psi\psi}^{\text{fortuits}}$	15 %	9 %

Le rapport de section efficace $\sigma(\psi\psi)/\sigma(\psi)$ se calcule de la façon suivante :

$$\frac{\sigma(\psi\psi)}{\sigma(\psi)} = \frac{1}{B_\psi} \cdot \frac{N_{\psi\psi}^{\text{observé}}}{A_{\psi\psi}} \cdot \frac{1}{B_\psi N_\psi^T}$$

où B_ψ = 7 % est le rapport de branchement du psi en $\mu^+\mu^-$

On obtient alors :

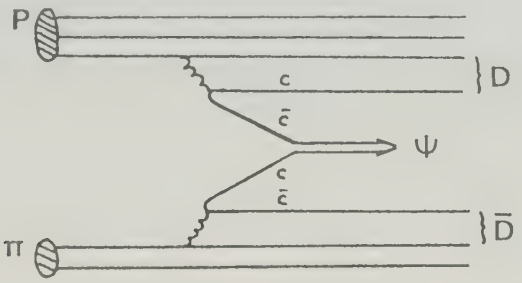
$$\frac{\sigma(\psi\psi)}{\sigma(\psi)} \sim 2.10^{-4} \quad \text{à 150 GeV/c}$$

$$\frac{\sigma(\psi\psi)}{\sigma(\psi)} \sim 3.10^{-4} \quad \text{à 280 GeV/c}$$

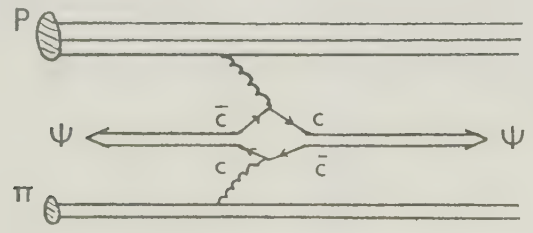
Nous devons pour confirmer de tels résultats, utiliser un modèle de génération d'événements dipsis plus réaliste. Ce qui nous permettra de plus, en comparant les deux modèles, d'estimer les erreurs systématiques sur l'acceptance dues au modèle utilisé.

5 - 3.2. MODELE CORRELE

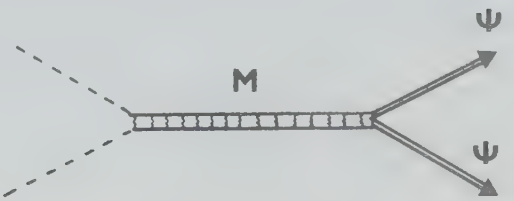
Nous avons vu au Chapitre 1, que l'un des mécanisme de production d'événements ψ , est l'annihilation quark anti-quark charmé de la mer du pion et du proton suivant :



Nous avons vu aussi qu'un tel mécanisme peut conduire à la production d'événements $\psi\psi$:



L'idée de base de notre modèle est ce mécanisme particulier que l'on peut schématiquement représenter de la façon suivante :



où l'on ne spécifie pas la nature des particules interagissantes et où M représente un "état intermédiaire" se désintégrant en deux ψ .

5 - 3.2.1. GENERATION DE 'M'

On suppose qu'une masse M, située au-dessus du seuil est créée par interaction hadronique suivant la loi (36) (Figure 5-11 a).

$$\frac{d\sigma}{dM} \propto \frac{1}{M^3} \cdot \exp\ (-\lambda M)$$

où $\lambda = 0.55$ est supposé avoir peu d'influence sur l'acceptance.

On impose de plus à cette masse M d'être supérieure au seuil expérimental observé dans nos événements expérimentaux.

Nous n'essayons pas ici, de justifier physiquement une telle coupure, mais simplement de représenter le mieux possible les événements observés.

5 - 3.2.2. IMPULSION TRANSVERSE ET x_f^M de M

On engendre ces deux variables P_t^M et x_f^M suivant la formule du modèle central déjà utilisé au paragraphe 5-2.2.

$$\frac{d\sigma_M}{dx_f^M\, d\rho_\perp^M} = \frac{1}{E_M} \cdot \exp\left(-2.5\, \rho_\perp^M\right).(1 - |x_f^M - x_o|)^3$$

L'angle azimutal est engendré isotrope dans le centre de masse π p.

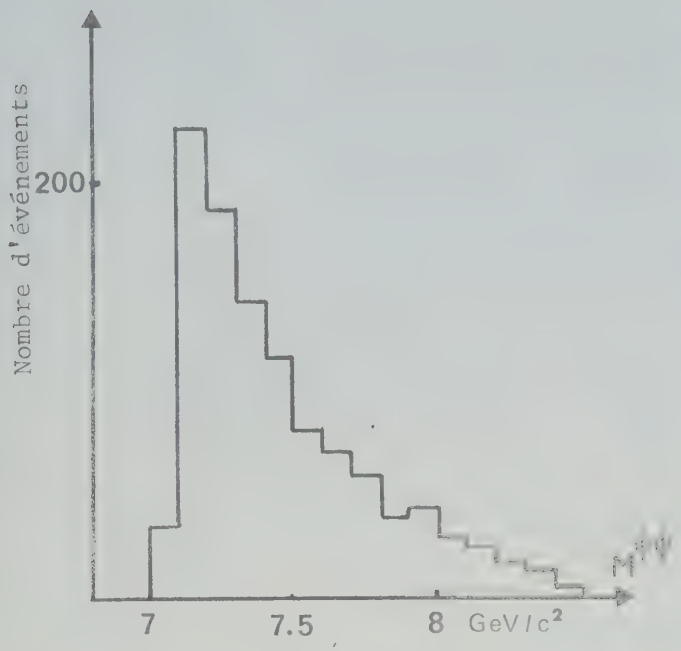


Figure 5 - 11 a

Distribution de la masse invariante des $\Psi\Psi$ à la génération (150 GeV/c)

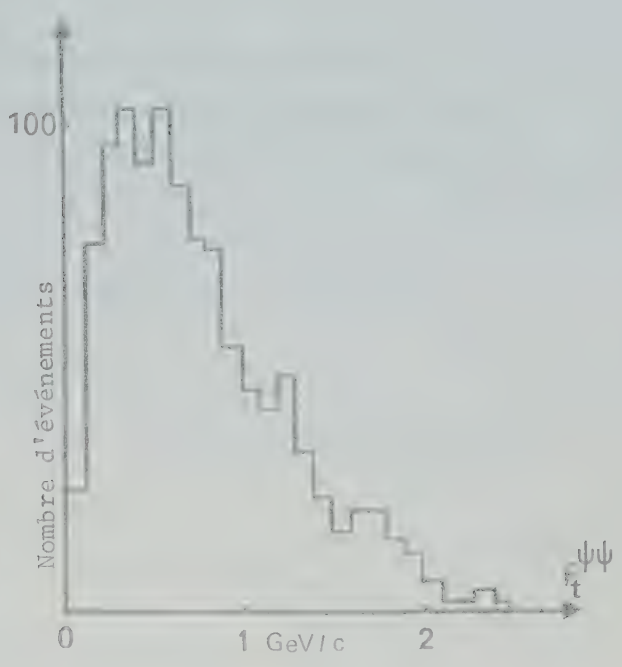


Figure 5 - 11 b

Distribution de l'impulsion transverse des $\Psi\Psi$ à la génération (150 GeV/c)

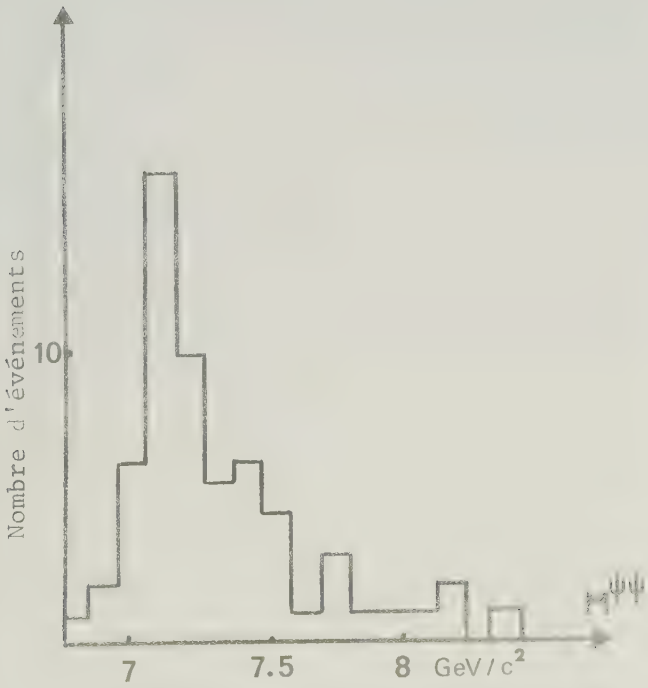


Figure 5 - 11 c

Distribution de la masse invariante des $\Psi\Psi$ acceptés (150 GeV/c)

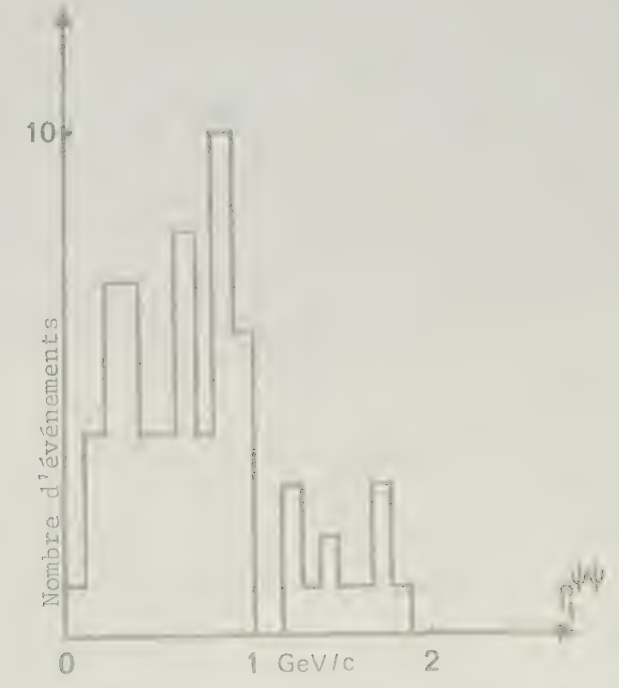


Figure 5 - 11 d

Distribution de l'impulsion transverse des $\Psi\Psi$ acceptés (150 GeV/c)

La Figure 5-11 b montre la distribution $P_{\perp}^{M}$ obtenue par ce modèle à 150 GeV/c. Un tel modèle conduit à une impulsion transverse moyenne des dipsis à 150 GeV/c (resp. 280 GeV/c) de 768 Mev/c, (resp. 750 MeV/c).

5 - 3.2.3. DESINTEGRATION DE 'M'

Létat intermédiaire M est supposé se désintégrer en deux ψ de façon isotrope dans son centre de masse. On a donc pour l'impulsion de chaque psi :

$$\left|\vec{P}_{\psi}\right| = \sqrt{\frac{M^2}{4} - m_{\psi}^2}$$

5 - 3.2.4. RESULTATS DU MODELE CORRELE

Ce modèle est utilisé pour les deux énergies de faisceau incident et pour des événements produits dans la cible de platine.

Les Figures 5-11 c et 5-11 d, montrent les distributions en masse et en impulsion transverse des dipsis acceptés à 150 GeV/c.

On obtient grace à ce modèle, des acceptances aux événements dipsis produits dans la cible de platine de :

$$A_{\psi\psi} \sim 6.3\ \%\ \text{à}\ 150\ \text{GeV/c}$$

$$A_{\psi\psi} \sim 7.7\ \%\ \text{à}\ 280\ \text{GeV/c}$$

D'où on déduit les rapports de section efficace :

$$\frac{\sigma(\bar{\pi}p \to \psi\psi)}{(\bar{\pi}p \to \psi X)} \sim 4.7\ 10^{-4} \quad \text{à}\ 150\ \text{GeV/c}$$

$$\frac{\sigma(\bar{\pi}p \to \psi\psi)}{\sigma(\pi p \to \psi X)} \sim 3.5\ 10^{-4} \quad \text{à}\ 280\ \text{GeV/c}$$

On constate, en comparant ces résultats à ceux du paragraphe précédent obtenus avec un modèle de génération de $\psi\psi$ décorrelés que les acceptances varient de plus d'un facteur deux à 150 GeV/c. Ce qui indique que nous sommes assez modèle dépendant, mais pas trop, pour pouvoir estimer un ordre de grandeur de la section efficace de production de dipsi.

Remarque : Ces événements $\psi\psi$ peuvent à leur tour, contribuer à la section efficace de production de $\psi\mu^{\mp}_{D}$ estimée au paragraphe 3-2.4.1. Cette contribution est cependant négligeable. On a en effet, une acceptance aux événements $\psi\psi \longrightarrow \mu^{+}\mu^{-}\mu^{\mp}$ de l'ordre de 20 % à 150 GeV/c et 15 % à 280 GeV/c.

On obtient alors :

$$N_{\psi\mu^{\mp}} \simeq 16 \text{ à } 150 \text{ GeV/c}$$

$$N_{\psi\mu^{\mp}} \simeq 10 \text{ à } 280 \text{ GeV/c}$$

En utilisant les résultats du Tableau 5-4, on constate que la contribution d'événements $\psi\psi$ aux événements $\psi\mu^{\mp}_{D}$ est de 10 % à 150 GeV/c et de 3 % à 280 GeV/c. Ce qui justifie qu'elle a été négligée pour le calcul de $\sigma(\bar{n}p \longrightarrow \psi D\bar{D} + X)$

En conclusion, les deux modèles de génération d'événements dipsis, nous ont permis d'une part, de confirmer l'existence dans la cible de platine d'un signal dipsi, et d'autre part, d'estimer le rapport de section efficace comme :

$$\frac{\sigma(\pi N \longrightarrow \psi\psi)}{\sigma(\pi N \longrightarrow \psi X)} \sim 2 \text{ à } 5\ 10^{-4}$$

où $\sigma(\pi N \longrightarrow \psi\psi) \sim 20$ à 70 pb

dans le domaine d'énergie de 150 à 280 GeV/c.

Toutefois, ces résultats doivent être considérés comme préliminaires et nécessiteront une confirmation ultérieure.

CONCLUSIONS

L'étude des événements $\psi\mu^{\pm}$ produits dans la cible de platine a montré que les événements $\psi\mu$ en temps différaient des événements $\psi\mu$ non en temps, par :

- Une impulsion transverse du muon plus élevé
- Une rapidité du troisième muon plus faible
- Une impulsion transverse du psi légèrement plus forte
- Une distribution en x de Feynman du psi plus proche de zéro.

Nous avons interprété ces effets, par la présence d'événements $\psi\mu_D^{\pm}$ provenant des $\psi D\bar{D}$.

En utilisant un modèle phénoménologique de production d'événements $\psi\pi\pi K$, nous avons vu qu'il était difficile d'expliquer tous nos événements $\psi\mu^{\pm}$ par ce mécanisme.

Les événements non expliqués par $\psi\pi\pi K$ ont été assimilés à $\psi\mu_D$, et nous avons pu alors estimer un ordre de grandeur de la section efficace de production de $\psi D\bar{D}$.

$$\sigma\ (\pi N \longrightarrow \psi D\bar{D}X) \ \sim \ 2 \text{ à } 10 \text{ nb}$$

L'étude des événements $\psi\mu\mu$ a montré un signal d'événements $\psi\psi$ dont les caractéristiques cinématiques sont très différentes des événements [illegible].

- Masse invariante des dipsis élevée
- Impulsion transverse des dipsis faible

L'emploi d'un modèle de génération de psis décorrélés, nous a permis de confirmer que ces événements dipsis sont produits par une seule interaction. L'utilisation d'un modèle de génération de dipsis comme issus de la désintégration d'un état intermédiaire M, a montré un plus grand accord avec les résultats expérimentaux, et nous permet de donner une estimation de la section efficace de production de dipsis :

$$\sigma\ (\pi N \longrightarrow \psi\psi X) \ \sim \ 20 \text{ à } 70 \text{ pb}$$

Si nous pouvons assurer les résultats qualitatifs obtenus par cette étude (présence d'événements $\psi D\bar{D}$ et $\psi\psi$), les résultats quantitatifs, relatifs aux sections efficaces, sont à considérer avec précaution. Les acceptances aux multimuons sont encore assez mal connues, le programme de simulation trop récent, et l'influence des divers aspects des modèles de production mal maitrîsés.

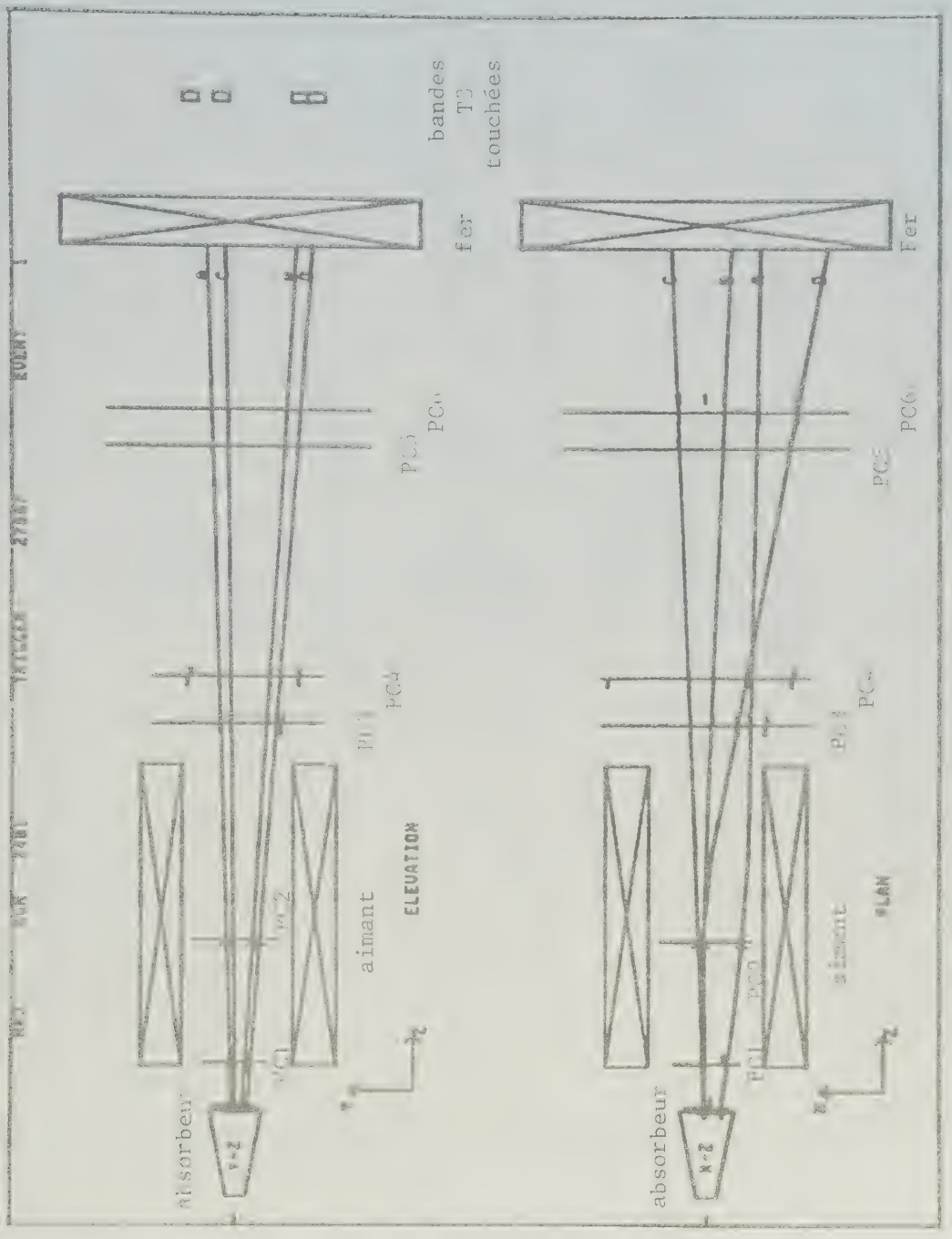
ANNEXE 1

Display d'un événement $\psi\ \psi$ produit à 280 GeV/c dans la cible de platine.

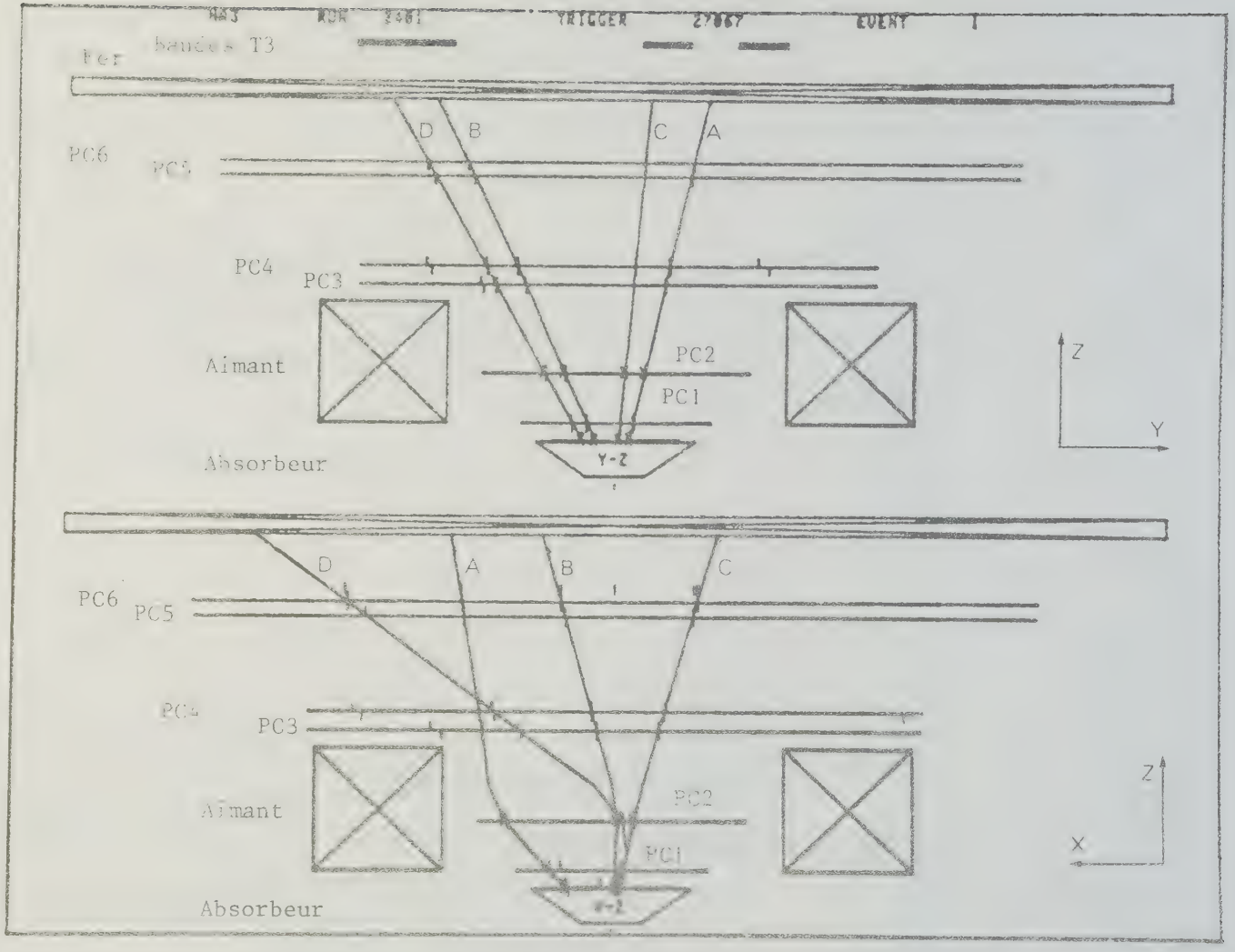
$$M_{\psi\psi} = 7.8 \ \text{GeV/c}^2$$

$$p_t^{\psi\psi} = 0.92 \ \text{GeV/c}$$

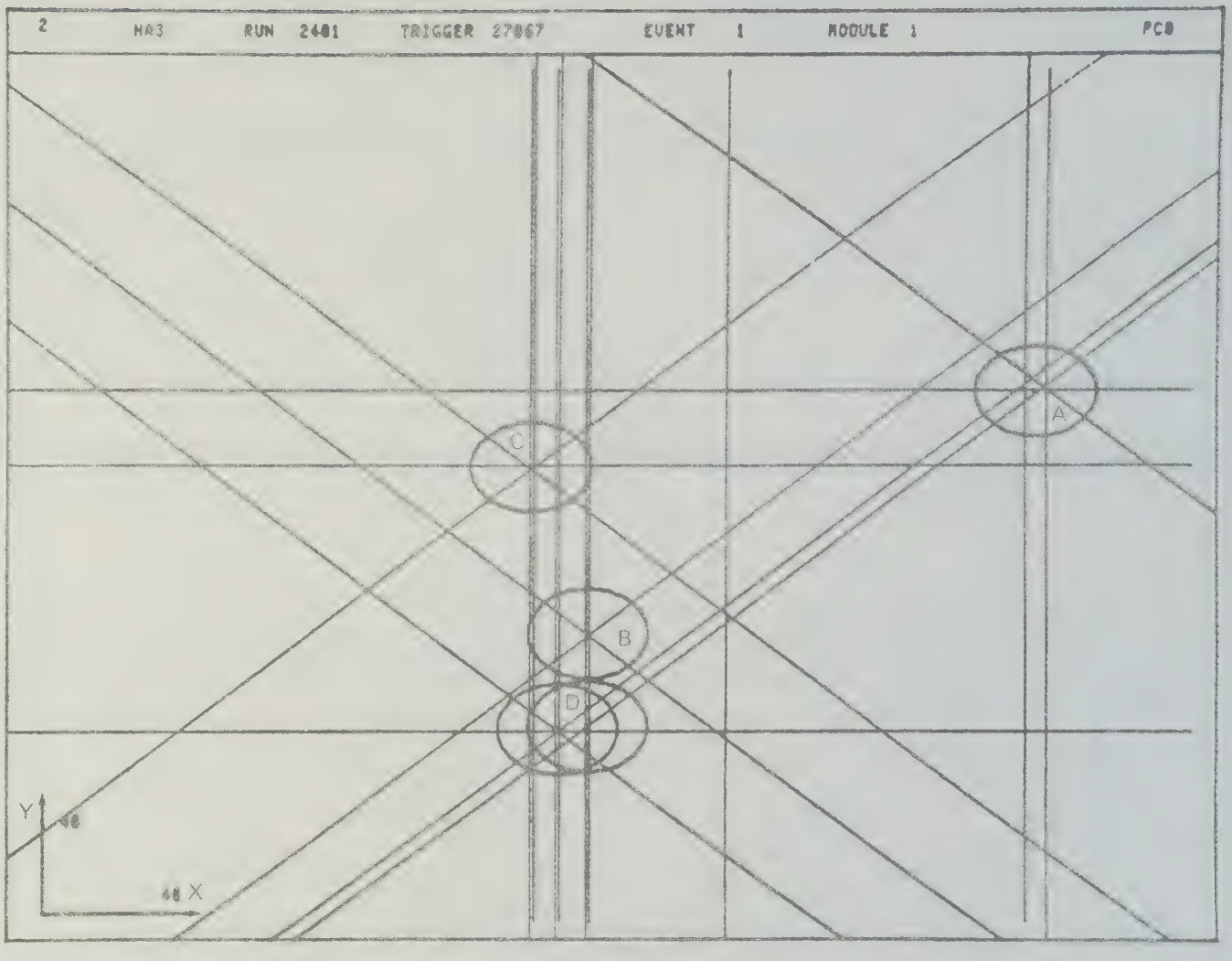
Cet événement est référencé dans le Chapitre 4 - Tableau 4-14 par un astérisque.



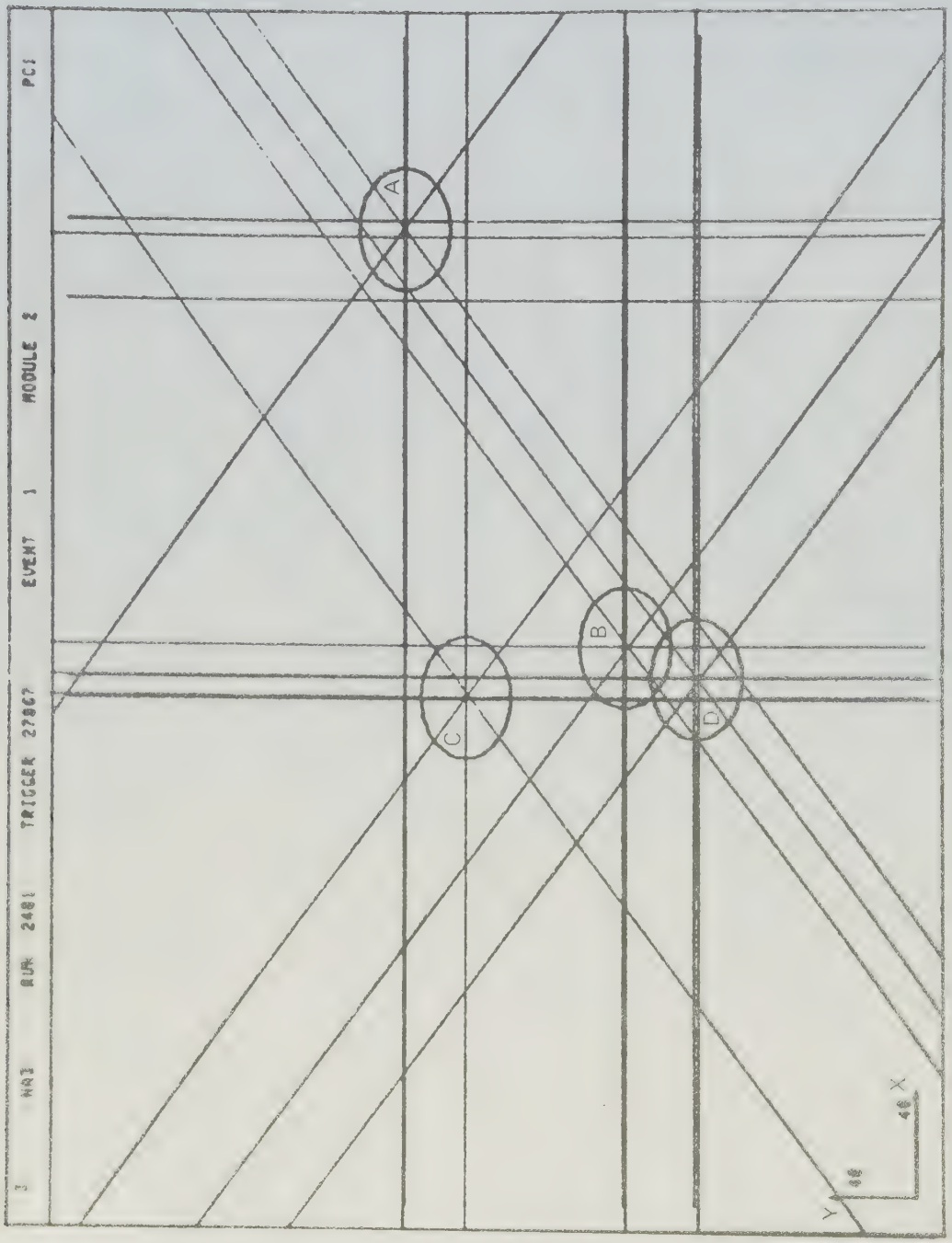
Reconstuction d'un dipsi par PATREC


Fer
bandes T3
PC6
PC5
PC4
PC3
Aimant
PC2
PC1
Absorbeur
D
B
C
A
Z
Y
PC6
PC5
PC4
PC3
Aimant
PC2
PC1
Absorbeur
D
A
B
C
Z
X

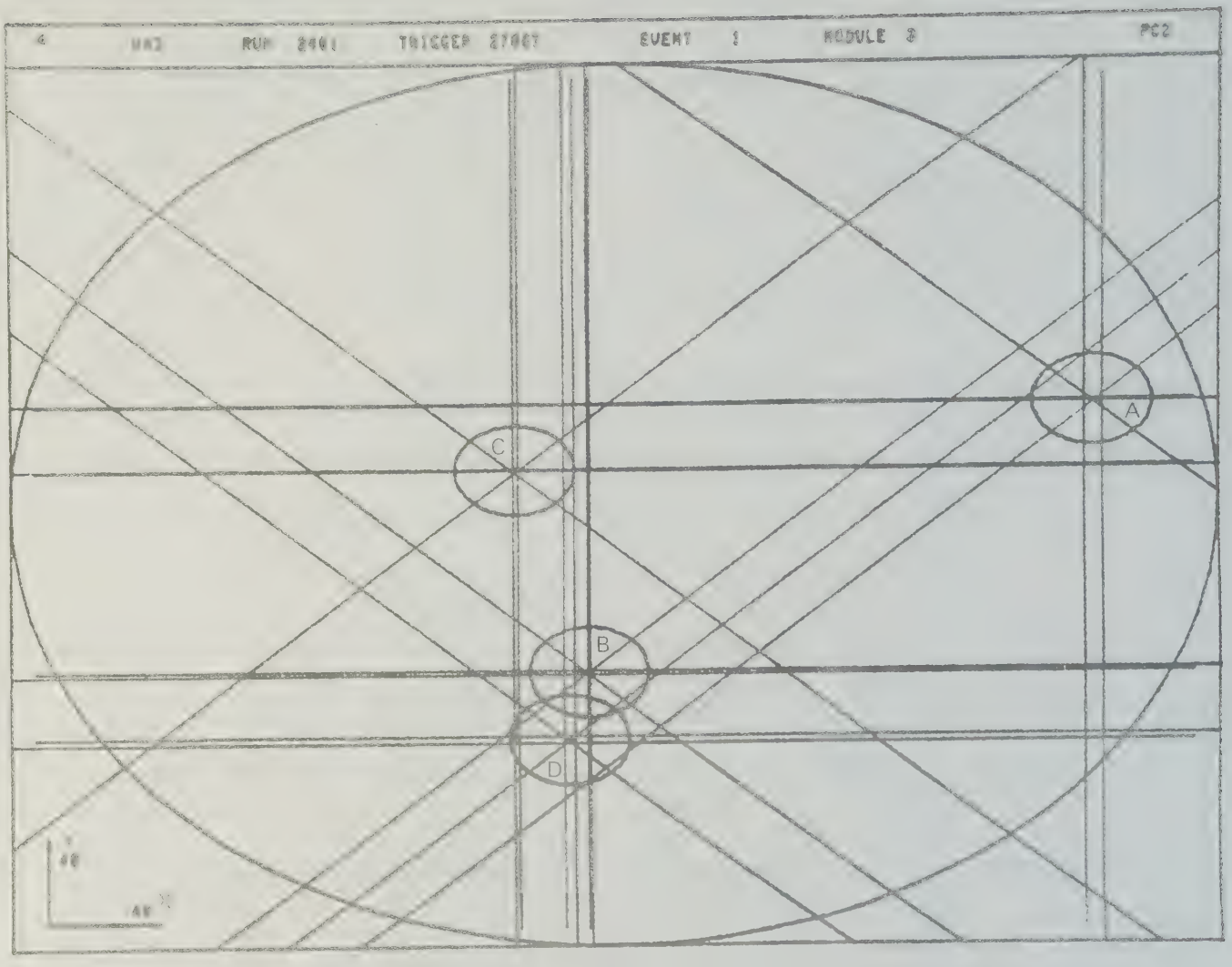
Vue dilatée



Fils tou[illegible] dans C20



Fils tournés dans CP1



Fils touchés dans CP2

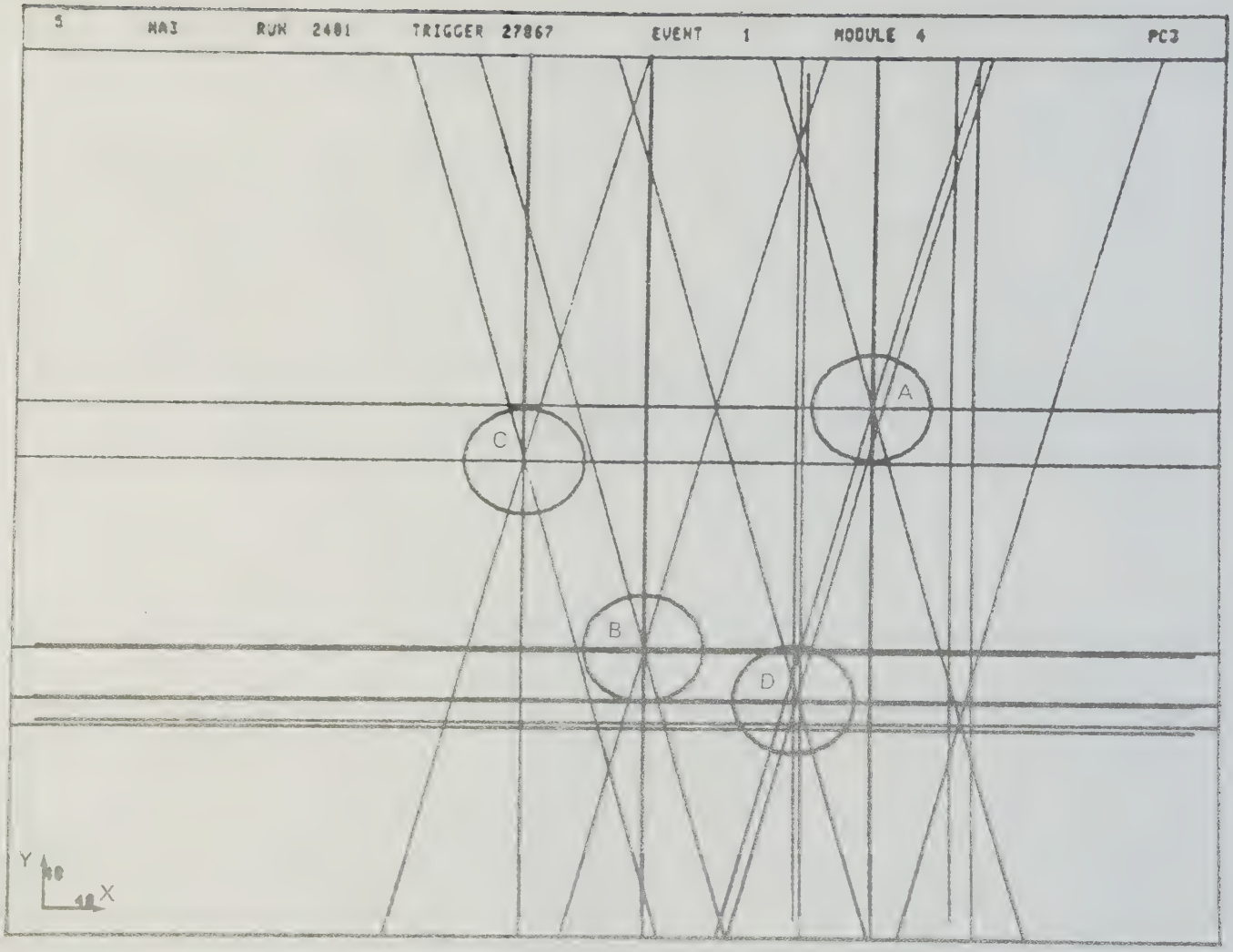
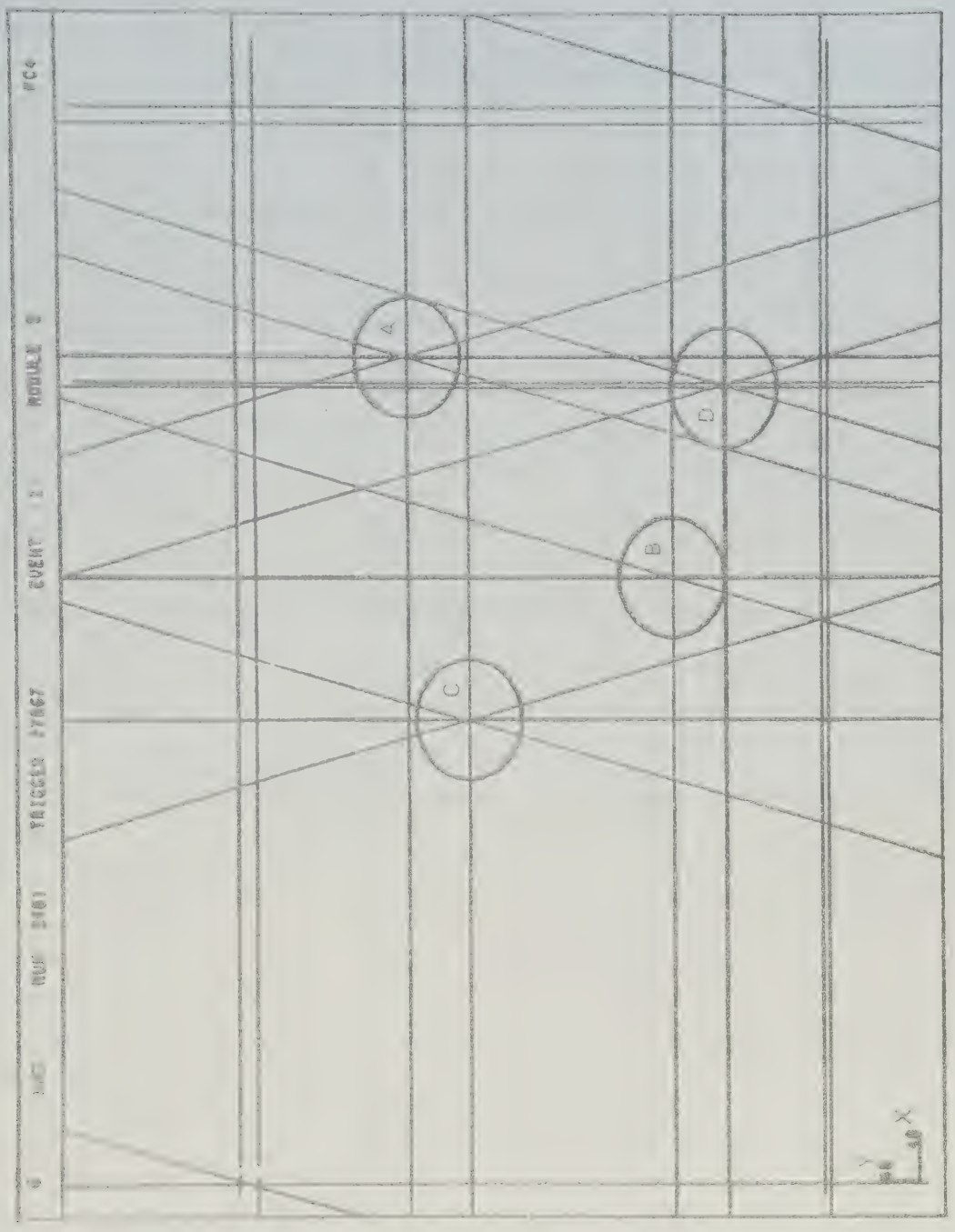
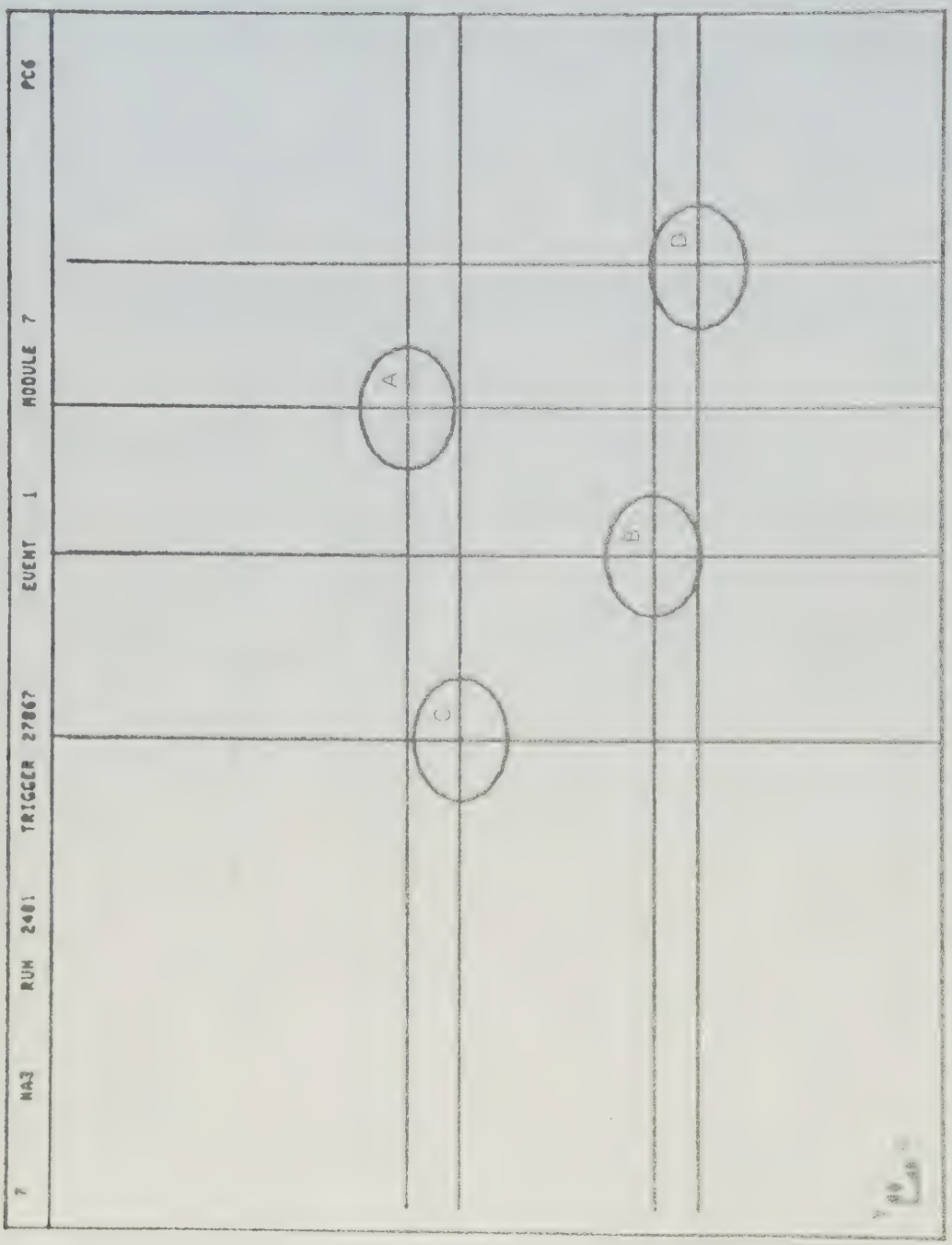


Fig. touchés dans CP3



Fils touchés dans CP4



Fils touchés dans CP5 et CP6

BIBLIOGRAPHIE

(1) S. DRELL and T.M. YAN, Phys. Rev. Lett. 25, 316 (1970)

(2) J.J. AUBERT et Al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)

(3) S.W. HERB et Al. Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977)
W.R. INNES et Al., Phys. Rev. Lett. 39 1240 (1977)

(4) R.P. FEYNMAN, Photon-Hadron Interaction
(Benjamin-Reading, Mass.) (1972)

(5) G. WOLF, Proc. ESP Conf. on High Energy Physics, Geneva,
(1979) (CERN, Geneva, 1980) p. 220

(6) A.J. BURAS et K.J.F. GEAMERS, Nucl. Physics. B 132, 249 (1978)

(7) J. BADIER et Al., "Experimental determination of the pion and nucleon structure functions by meas uring high-mass muon pairs produced by pions of 200 and 280 GeV/c on a platinum target", CERN/EP 79-67 29 june 1979

(8) G. MATTHIAE, "Dilepton production in hadronic collisions"
CERN/EP 80 - 183 9 october 1980

(9) J. BADIER et Al., Phys. Lett.96B (1980) 422

(10) R.C. HWA et Al., Z. Phys. C1, 279 (1979)

(11) J.K. YOH et Al., Phys. Rev. Lett. 41, 684 (1978)

(12) J. BADIER et Al., CERN/EP - 180-150 (1980)

(13) K.J. ANDERSON et Al., Phys. Rev. Lett. 42, 944 (1979)

(14) A.J. BURAS, Rev. Mod. Phys. 52, 199 (1980)

(15) J.F. GUNION, Phys. Rev. D 11, 1976 (1975)

(16) M. GLUCK et Al., Phys. Rev. D 17, 232 (1978)

(17) A. ROMANA - Thèse d'Etat - Orsay "Production de ψ par π^-, K^-, p^-, π^+, K^+, p à 39,5 GeV/c" Page 217

(18) L. LE DU "Hadronic production of massive dimuon at CERN/SPS"
D.Ph.P.E. 79-20 (Septembre 1979)
Talk given at the SLAC - Summer Institute on patticle physics,
July 9-20, (1979)

(19) Proposal to measure hadronic production of high P_t leptons
and hadrons
CERN/SPSC/74-90/ P 24 - 2 october (1974)

(20) C. BOVET et Al., - International report
CERN - Lab.II 174-4 (1974)

(21) V. AGORITSAS - Internal report
CERN - MPS CO/68-9 (1968)

(22) M. MORGURGO - Cryogenics 19 (1979) 411

(23) J. BOUCROT et Al., "A trigger system using cathode readout chamber
and a coincidence matrix" -
L.A.L. Orsay 79-33

(24) R. DUBE - Thèse Université d'Orsay
L.A.L. 79-6 (1979)

(25) R. BRUN, M. HANSROUL, R. KUBLER, P. PALAZZI, H. WIND
CERN/DD 75-23 (1975)

(26) W.T. EADIE, D. DRIJARD, F.E. JAMES, M. ROOS, B. SADOULET
Statistical Methods in experimental physics
North - Holland

(27) Ph. CHARPENTIER - Thèse de troisième cycle
"Etude d'un calorimètre à électron destiné à l'étude des réactions
à grand moment transverse"
Saclay (1977)

(28) GEANT, simulation program for particle physics experiment.
CERN/Data handling Division DO/78-2 January (1978)

(29) F. MULLER - CERN/EP 80-195

(30) P. LE DU - D.Ph.P.E. 79-20 Septembre (1979)
"Hadronic production of massive dimuon at CERN/SPS"
Talk given at the SLAC Summer Institute of particle physics
July 9-20 (1979)

(31) DAKIN et Al., Phys. Rev. DIO, 1401 (1974)

(32) C.H. TAO, PH. D. Thesis, Université Harward - Juin (1979)

(33) P. DE SMET - Note interne CERN/EP/NA4 - Septembre (1979)

(34) W.MM. GEIST - CERN/EP 79-78

(35) W. BACINO et Al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1073

(36) K.W. BROWN et Al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 410

REMERCIEMENTS

Je remercie sincèrement Monsieur Marcel FROISSART, Professeur au Collège de France, de m'avoir accueilli dans son Laboratoire de Physique Corpusculaire. Je lui suis reconnaissant pour sa compétence et pour avoir eu la patience d'examiner tous les détails de cette thèse.

Je remercie également Monsieur Michel BAUBILLIER, Professeur à l'Université de Paris VI, d'avoir accepté de présider le jury.

Je remercie aussi les membres du jury, Messieurs Jacques BOUCROT, Serge JULLIAN de me consacrer une partie de leur temps, et particulièrement mon Directeur de thèse, Monsieur Théophile LERAY de m'avoir poussé dans mes derniers retranchements pour l'élaboration de ce travail.

Je tiens vivement à remercier Monsieur Michel CROZON, d'avoir guidé mes premiers pas dans le monde de l'expérimentation durant l'année passée au CERN.

Sincèrement et sans distinction, je remercie tous les participants de l'expérience NA3, dont la franche cordialité, à transformer les travaux les plus pénibles que l'on rencontre souvent dans une expérience, en une passionnante distraction. Le côté humain de cette collaboration a été pour moi un atout majeur.

Je remercie Monsieur Jacques MAILLARD, pour avoir mis au point une partie de cet énorme programme de simulation qu'est Géant, et sans lequel le Chapitre 5 n'aurait pu exister.

Je remercie sincèrement Mademoiselle Joëlle BROSSAUD, pour la frappe et la mise en pages de cet ouvrage. Elle a toujours avec son sourire habituel et son infinie patience, acceptée les nombreuses corrections que je lui ai demandées, quitte parfois à recommencer des Chapitres entiers.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux Secrétaires, Mesdames Chantal BREON et Germaine MASSEI, pour m'avoir aidé dans les nombreuses et délicates démarches administratives et pour leur patience à mon égard.

Je remercie Madame Maya SITRUK, pour ses capacités et l'aide qu'elle m'a apportée en dessinant les nombreuses figures.

Ma reconnaissance va également aux membres de l'imprimerie du Laboratoire, Messieurs Georges ARBOUSSE-BASTIDE, Jacques ORILLON et Xuan LE TAN, pour avoir accepté, toujours avec bonne humeur, les nombreux dérangements que je leur ai occasionnés et pour avoir tiré cet ouvrage.